●潘君骅　著

光学非球面的设计、加工与检验

●科学出版社

P13

光学非球面的设计、加工与检验

潘君骅 著



科学出版社

1994

（京）新登字 092 号

内 容 简 介

本书对非球面光学系统做了科学的分类，并系统分析了各类系统的特点，详细阐述了它们的设计步骤、加工方法和检验措施.

全书共分十章. 第一章介绍了轴对称非球面的数学-光学性质；第二至第五章介绍了施密特系统、同心系统及其非球面校正板、三反射镜系统的设计、加工与检验方法；第六至第十章介绍了离轴抛物面镜、非球面单透镜和大型夜视物镜中的非球面的设计与加工技术；第九与第十章分别介绍了掠入射环面镜和偏轴两镜准直系统的设计、加工与检验.

本书可供高等院校应用光学专业和激光专业的师生阅读，也可供从事光学设计和光学元件加工的科技人员及技术工人参考.

光学非球面的
设计、加工与检验
潘君骅 著
责任编辑 马长芳
科学出版社 出版
北京东黄城根北街 16 号
邮政编码：100717
中国科学院印刷厂印刷
新华书店北京发行所发行 各地新华书店经售
*
1994 年 4 月第 一 版 开本：787×1092 1/32
1994 年 4 月第一次印刷 印张：8 1/4
印数：1—800 字数：186 000
ISBN 7-03-003860-6/TB · 113
定价：8.50 元

序

非球面，即与球面有偏离的表面，近二三十年来在光学系统中得到愈来愈广泛的应用．这首先是由于近代科学与技术的发展，要求光学系统的应用向可见光波段的两端，即红外与紫外延伸，而透红外及紫外光的材料制造困难，品种又少，其中尺寸大的更难解决，在极紫外（XUV）波段则根本没有透射材料．若不采用反射光学系统并依靠非球面来消象差，则这些困难无法克服．其次，由于工艺技术的进步，制造上的难题逐步被解决，光学系统中采用非球面在经济上也可以承受了．

翻开国外的主要光学杂志，例如美国的 “Applied Optics”（《应用光学》），每年在“光学设计”、“光学加工”、“光学检验”、“光学系统”、“反射镜”、“望远镜”、“非球面”等分类标题中登载大量有关非球面的设计、加工和检验的文章．这些文章大多数反映了科研或生产上的实际需要，于此可窥见非球面在现代光学工程中的重要作用．

作者在中国科学院长春光机所工作期间，在王大珩教授的指导下长期从事光学检验、光学工艺及光学设计的研究工作，而对光学非球面研究得更多．在原苏联学习期间，得到Д. Д. Максутов 通讯院士的亲自指导，获益匪浅，在以后的长期实际工作中又积累了一些知识和经验．

要恰到好处地将非球面应用到光学系统中去，需要光学仪器总体设计师、光学设计师与光学工艺、检验工程师的相互

沟通。国内目前恰好缺乏这方面的交流与沟通，而这方面专业书的短缺是造成这种情况的原因之一。作者写这本书的动机就源于此。此外，本书对从事光学技术工作的研究生、高年级本科生或拟涉足非球面的光学设计的研究人员也将有所裨益。作者特别强调搞非球面光学工艺及检验的工程师应加强非球面光学设计知识的充实，因为只有这样才能使自己的工作处于主动地位，有利于各种各样实际问题的解决，避免由于对问题的认识不足而引起失误。

在本书编写过程中，何鑫、李新南同志参加了第八、九、十章有关部分的计算工作，特此致谢。

作者谨以本书纪念先慈朱贞慧女士诞辰 100 周年。

潘君骅

1993 年 2 月于南京

目　　录

第一章　轴对称非球面的数学表达式及数学-光学性质 …… 1

1.1　轴对称非球面的数学表达式 …… 1

1.2　二次曲线的重要光学性质及两种表达式参数间的关系 …… 5

1.3　二次曲面的非球面度 …… 8

第二章　两镜系统的设计、检验及加工 …… 10

2.1　两镜系统的理论基础 …… 10

2.2　常用的两镜系统 …… 29

2.3　两镜系统的具体设计过程 …… 41

2.4　二次曲面凹面镜的检验方法 …… 47

2.5　二次曲面凸面镜的检验方法 …… 66

2.6　加工问题 …… 79

参考文献 …… 87

第三章　施密特系统的设计、检验及加工 …… 89

3.1　用三级象差理论讨论施密特校正板方程 …… 89

3.2　施密特曲线的严格解 …… 95

3.3　目标在有限距离时的施密特系统设计 …… 101

3.4　卡塞格林-施密特系统的设计 …… 106

3.5　施密特校正板的消色差问题 …… 111

3.6　反射式施密特系统 …… 123

3.7　施密特校正板的加工与检验 …… 131

3.8 加工大口径施密特校正板应具备的主要设备 …… 143
参考文献 …… 144
第四章 同心系统及其非球面校正板的设计与加工 …… 145
4.1 同心系统的初步解 …… 145
4.2 消除剩余球差的非球面校正板的设计 …… 147
4.3 同心系统的消色差问题 …… 151
4.4 同心系统非球面校正板的加工与检验问题 …… 155
参考文献 …… 156
第五章 三反射镜系统的设计 …… 157
5.1 公式推导 …… 157
5.2 三镜系统的分析与实例计算 …… 162
参考文献 …… 167
第六章 离轴抛物面镜的加工与检验 …… 168
6.1 离轴抛物面的表示方法 …… 168
6.2 离轴抛物面的加工与检验方法 …… 169
6.3 起始球面的选择 …… 170
6.4 离轴抛物面非球面度的计算 …… 171
6.5 实例计算 …… 175
参考文献 …… 179
第七章 非球面单透镜 …… 180
7.1 非球面单透镜的非球面度 …… 180
7.2 非球面单透镜的面形 …… 183
参考文献 …… 189
第八章 大型夜视物镜中的非球面 …… 190
参考文献 …… 198
第九章 掠入射环面镜的设计、加工及检验 …… 199

9.1 掠入射环面镜的设计 …… 199
9.2 环面镜的几何学问题 …… 203
9.3 环面镜的加工方法与检验方案 …… 208
第十章 偏轴两镜准直系统的设计、加工及检验 …… 214
10.1 偏轴两镜系统的设计 …… 214
10.2 双曲率面镜的加工及检验 …… 224
参考文献 …… 231
附录一 一个实用的广角光源结构 …… 232
附录二 轴向球差转换为波差公式 …… 234
附录三 最小色差施密特系统校正板设计程序 …… 238
附录四 施密特系统轴上光线计算程序 …… 241
附录五 三镜系统设计程序 …… 244
附录六 非球面单透镜计算程序 …… 245
附录七 偏轴两镜系统 CASE 1 计算程序 …… 250
附录八 偏轴两镜系统 CASE 2 计算程序 …… 254

第一章　轴对称非球面的数学表达式及数学-光学性质

1.1　轴对称非球面的数学表达式

设 x 表示非球面的旋转对称轴，y 表示入射光线在非球面上的高度，则轴对称非球面的子午截面曲线一般可用两种形式的方程式来表达，下面分别叙述。

第一种　$y^2 = a_1x + a_2x^2 + a_3x^3 + \cdots$　　(1.1)

这种表达式在两种情况下比较方便：一是对于二次曲面，到第二项为止即严格地表达了曲面形状；二是对于相对口径很大的非球面，逼近得很快，即高次项为数不多。这种表达式的不便之处是，当含 x^3 以上项时，给定 y 值求解 x 用分析法很繁，一般要用逐次逼近法。式(1.1)中 a_1 只与非球面顶点曲率半径有关，即

$$a_1 = 2\overset{\circ}{R}$$

这种表达式用在强聚光系统很方便，以一个反射聚光镜为例。该聚光镜基本上是一个凹椭球面，为了使有一定尺寸的光源发光区均匀地照明一个有一定大小直径的积分透镜，在设计上需将凹椭球面稍加变形，使之得到最佳效果。结果，这个面也只需三项就够了，而这时的光源半包络角 u 达 125°。具体的面形方程为

$$y^2 = 407.2x - 0.199x^2 + 0.000038x^3$$

第二种　$x = Ay^2 + By^4 + Cy^6 + \cdots$　　(1.2)

这种表达方法常用在偏离平面很小的改正板一类光学元件上．将 x 表达为 y^2 的幂级数在设计时特别方便．由于总的偏离量一般不大，故逼近得很快．实际需要的项数和系统的相对口径有关．一个相对口径为1:3的施密特系统的校正板，实际上到 y^4 项就足够了，也就是说用三级象差理论解出的方程就能满足要求．在口径特别大时，最多加上 y^6 项也就够了．设计者应该力求做到取最少的项数满足要求，因为无谓的增加项数有时会给加工和检验带来更多的困惑，或者做出的实物和设计的曲线并不一致．反之，如果从设计角度认为必须取多项，则一定要考虑相应的检验和加工方法．式(1.2)中第一项的系数也只和非球面顶点曲率半径有关，即

$$A = 1/2\mathring{R}$$

实际光学系统在很多情况下用二次曲面就够了，并且二次曲面在检验上有它的方便之处．因此，从工艺角度出发希望尽量采用二次曲面．

二次曲线又称圆锥曲线，它有两个参数．坐标原点选择不一样，或坐标变量取得不一样，则同一曲线非球面参数有所不同，而且它们代表的几何意义也不同．对从事非球面光学设计的人来说，熟悉它们之间的关系和各自代表的几何光学意义是十分重要的．

常用的二次曲线表达式主要有下列四种形式：

$$\begin{aligned} &(1)\quad \frac{x^2}{a^2} \pm \frac{y^2}{b^2} = 1 \qquad \text{(椭圆及双曲线)} \\ &\qquad y^2 = 2px \qquad\qquad \text{(抛物线)} \end{aligned} \tag{1.3}$$

这二式是解析几何中一般采用的两种形式，式(1.3)中前一式的坐标原点取在曲线的对称中心，后一式坐标原点取在曲线的顶点．式中参数 a，b 分别是椭圆或双曲线的半长轴和半

短轴，p 是抛物线的焦点到准线的距离，也是抛物线顶点的曲率半径。用式(1.3)前一式从数学角度讨论曲线的性质及一些衍生的数学关系比较方便；但从几何光学的角度看，除了求曲线的几何焦点外，用该式却不很方便。以后我们将利用它的参数来求曲线焦点的位置。

(2) $$y^2 = 2\mathring{R}x - (1 - e^2)x^2 \tag{1.4}$$

试式是讨论光学问题最常用，也是最方便的形式。从式(1.4)立即可以看出，不论对哪一种曲线，其坐标原点都在曲线的顶点。式中参数 $\mathring{R}$ 是曲线顶点的曲率半径，e^2 是曲线的偏心率平方，也就是曲线的形状参数。这种表达式的另一个好处是把扁球面也包括在内。扁球面是绕椭圆的短轴旋转而成的二次曲面，在非球面光学中有它的地位。形状参数与曲线性质的对应关系如下：

$e^2 < 0$	扁圆
$e^2 = 0$	圆
$0 < e^2 < 1$	椭圆
$e^2 = 1$	抛物线
$e^2 > 1$	双曲线

如果取相同的 $\mathring{R}$，不同 e^2 值对应的二次曲线的图形如图1.1所示。

(3) $$y^2 = a_1x + a_2x^2 \tag{1.5}$$

这种表达式实质上和式(1.4)是一致的，但有些作者习惯以这种形式表示。与式(1.4)对照可知：

$$a_1 = 2\mathring{R}$$

$$a_2 = e^2 - 1$$

(4) 如将二次曲线以 y^2 表达 x，则可变成一个以 y^2 升幂排列的无穷级数

$$x = \frac{y^2}{2\mathring{R}} + \frac{y^4}{8\mathring{R}^3}(1-e^2) + \frac{y^6}{16\mathring{R}^5}(1-e^2)^2 + \frac{5y^8}{128\mathring{R}^7}(1-e^2)^3 + \cdots \tag{1.6}$$

方程式右边各项的系数均由参数 $\mathring{R}$ 及 e^2 决定。这种表达式在根据 y 计算 x 时比较方便，但得到的是 x 的近似值。应该取多少项，决定于所要求的精度及相对口径和面形参数。以一个 $F/3$ 的双曲面为例：设 $e^2=5$，则当 $y=1$ 时，第三项的值为 4×10^{-6}mm。如这个面的通光口径为 200 mm，即 $y=100$，则第三项对 x 的贡献为 0.4 μm，这在计算中已是不可忽略的了。

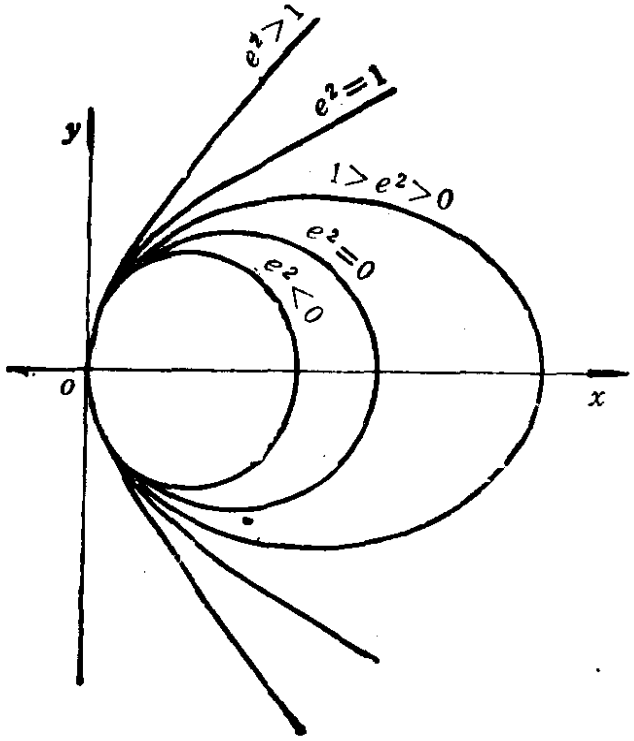


图 1.1

我们再看式(1.2)表达的一般形式的非球面。一些欧美国家有时写成以下形式：

$$x = \frac{cy^2}{1+\sqrt{1-(K+1)c^2y^2}} + dy^4 + ey^6 + \cdots \tag{1.7}$$

其中，c 为顶点曲率 $\left(=\frac{1}{\mathring{R}}\right)$，$K$ 为二次曲线常数，$d, e, \cdots$ 为

系数。

这种表达式如果只取右边第一项则为严格的二次曲线。从式(1.4)解出 x，得

$$x = \frac{\mathring{R} - \sqrt{\mathring{R}^2 - (1 - e^2)y^2}}{(1 - e^2)} \tag{1.8}$$

式（1.8）上下乘同一因子并化简后，用 $\mathring{R}$ 除分式上下，令 $c = \frac{1}{\mathring{R}}$，$K = -e^2$，得

$$x = \frac{cy^2}{1 + \sqrt{1 - (K + 1)c^2y^2}}$$

式(1.2)与式(1.7)各有优缺点。式(1.2)的第一项只和顶点曲率半径有关，适用于表示平板型非球面；而式(1.7)在以二次曲线为基础加高次项时很容易知道高次非球面偏离二次非球面的程度。

1.2 二次曲线的重要光学性质及两种表达式参数间的关系

1. 与法线有关的重要性质

图 1.2 所示为二次曲线的一部分，$P(x,y)$ 为其上一任意点，PC_y 为该点的法线，C_y 是法线与 x 轴的交点，C 是曲线顶点的曲率中心。光学上记 $CC_y = \Delta R$，称为法线象差。用解析几何方法不难求得

$$\Delta R = x \cdot e^2 \tag{1.9}$$

从而

$$OC_y - x = \mathring{R} - (1 - e^2)x$$

$$\varphi = \tan^{-1}\frac{y}{\mathring{R} - (1 - e^2)x} \tag{1.10}$$

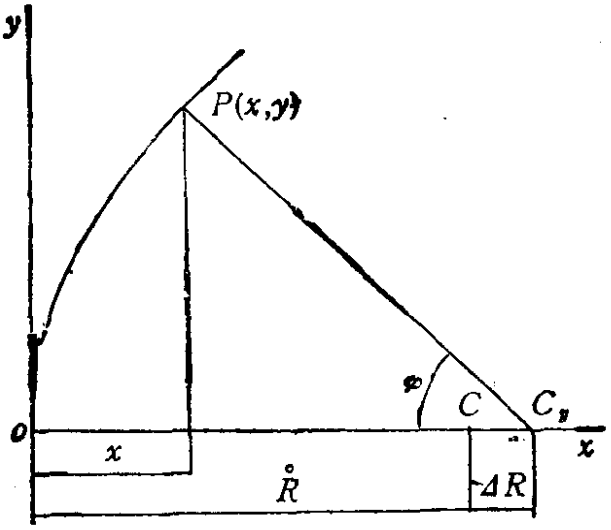


图 1.2

在用补偿法检验非球面时，特别是自准直式光路，需要设计折射或反射补偿系统，这时往往将非球面法线看做光线，需要先算出法线与光轴的交点位置及角度.

2. 椭圆及双曲线的参数

应该注意，椭圆及双曲线的几何学焦点与光学上的焦点含义不同. 几何学上的焦点有重要的光学性质，是我们常用到的. 式(1.3)表示的椭圆及双曲线，其几何焦点在 x 轴上，离坐标原点的距离为 $\pm c$，c 与系数 a,b 的关系为

$$c^2 = a^2 - b^2 \qquad \text{(椭圆)}$$

$$c^2 = a^2 + b^2 \qquad \text{(双曲线)}$$

如果我们将坐标原点平移到椭圆的左方顶点及双曲线右边一支的顶点，即得到式(1.4)的坐标轴，几何焦点到曲线顶点的距离分别通过参数 a 及 c 来表示[见图(1.3)]，经过简单推导可得

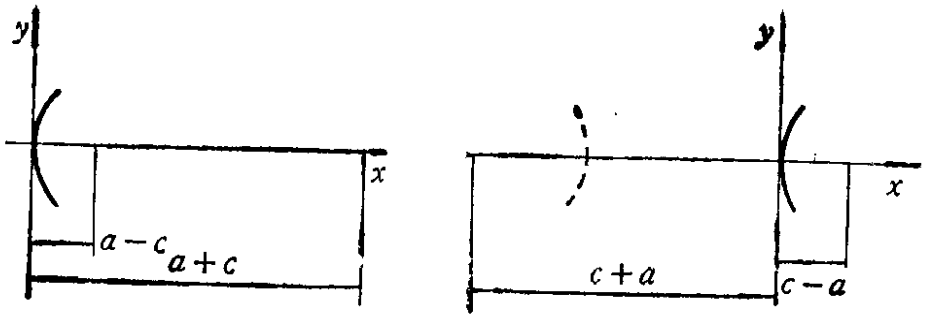


图 1.3

椭圆

$$a-c=\frac{\mathring{R}}{1+e}$$
$$a+c=\frac{\mathring{R}}{1-e} \tag{1.11}$$

双曲线

$$c-a=\frac{\mathring{R}}{1+e}$$
$$c+a=\frac{\mathring{R}}{1-e} \tag{1.12}$$

注意，双曲线的 $e^2>1$，故 $c+a$ 是一负值，与光学设计的符号规则一致。此外，还可以得到

椭圆	双曲线
$a=\frac{\mathring{R}}{1-e^2}$	$a=\frac{\mathring{R}}{e^2-1}$
$c=\frac{e\mathring{R}}{1-e^2}$	$c=\frac{e\mathring{R}}{e^2-1}$

(1.13)

这两种曲线共有关系：

$$e=\frac{c}{a} \qquad \mathring{R}=\frac{b^2}{a} \tag{1.14}$$

对于抛物线，式(1.3)中的 p 等于式(1.4)中的 $\mathring{R}$，而

$$x = \frac{y^2}{2\mathring{R}} \tag{1.15}$$

对于扁球面，即 $e^2 < 0$，没有几何学上的焦点，但在非球面光学中需要用到。在求其法线向量时，式(1.9)及(1.10)仍然有效，此时 ΔR 为负值，即其边缘带的法线与光轴的交点离顶点的距离小于顶点曲率半径。

以上方程式的曲线，若绕 x 轴旋转，就得到轴对称曲面。以 $y^2 + z^2$ 项代替 y^2 项，即得到曲面的方程式。

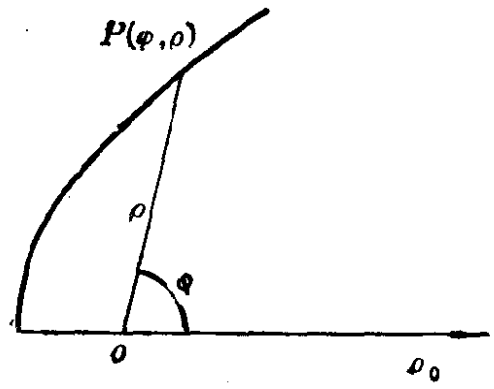


图 1.4

用极坐标表示二次曲线，在非球面光学中用得较少，它的参数仍为 $\mathring{R}$ 及 e^2，坐标参数为 ρ 及 φ，表示式为

$$\rho = \frac{\mathring{R}}{1 - e\cos\varphi} \tag{1.16}$$

$\varphi = 0$ 时，ρ 变为 ρ_0，其方向为光轴。二次曲面由曲线绕 ρ_0 轴旋转而成(见图 1.4)。坐标原点 o 即二次曲面的几何焦点之一。在计算反射聚光镜时用这种表示式比较方便。

1.3 二次曲面的非球面度

非球面度是指某一非球面表面和一个比较球面在沿光轴方向的偏差。一般总希望非球面度尽可能小，因此要选择一个“最佳比较球面”。这是与非球面在顶点及边缘接触的一个球面，见图(1.5)。当非球面度较小时，最大非球面度发生在

$y=\frac{\sqrt{2}}{2}$ 带，其数值为

$$\delta_{max}=\frac{DA^3}{4096}e^2 \tag{1.17}$$

其中，D 为镜子的口径，A 为镜面的相对口径，e^2 为二次曲面参数。当相对口径很大时，应根据非球面方程式和比较球面方程式作数值计算而求得。

非球面度的大小反映加工的难度，但是不能只看其绝对数值，还要看镜面直径大小。真正反映加工难度的是非球面度的变化值，例如在镜面径向每 10 mm 内非球面度的差值。

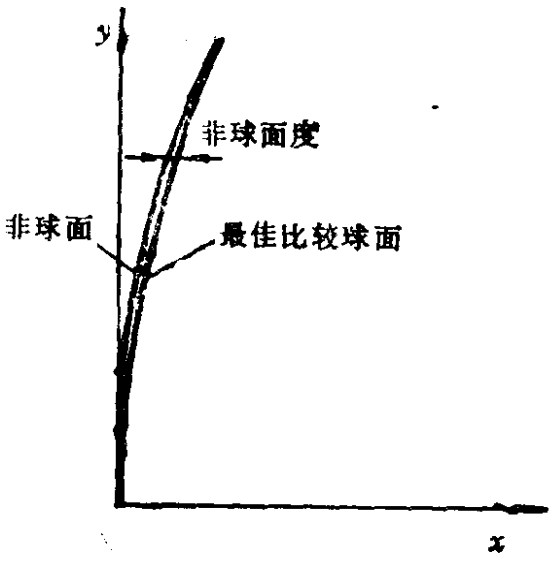


图 1.5

第二章　两镜系统的设计、检验及加工

由两个反射镜组成的光学系统具有很重要的实用价值. 其原因是：反射镜材料比透镜材料容易得到，尤其是大尺寸的；镀铝或介质膜的反射层，在很宽的波段范围内有很高的反射率；没有色差。因此，在大口径天文望远镜系统、红外或紫外光学系统中，两镜系统都有重要应用。在反射式天文望远镜的光学系统中，由两个二次曲面反射镜组成的系统占有重要地位。最早的是卡塞格林（Cassegrain）系统及格里哥里（Gregory）系统。但两者都因为轴外象差没有校正，而在使用上受到某些限制。为此，Chrétien 提出了校正球差及彗差的改进的卡塞格林式系统[1]，后来 Ritchey 予以实现，故称之为 R-C 系统。Максутов 在稍后提出了校正球差及彗差的格里哥里式系统[2]。Schwarzschield 提出过同时消除球差、彗差及象面弯曲的系统[3]。而 Cuder 提出了同时消除球差、彗差及象散的系统[4]。

2.1　两镜系统的理论基础

为了对这种两镜系统有一个完整的了解，我们从三级象差理论出发，选择合理的参数，推导出各种消象差条件，从而使设计两镜系统有了便于应用的理论指导。

1. 基本结构形式

两镜系统的基本结构形式如图 2.1 所示，其中主镜是指面向平行光的镜面. 实际上，主镜不一定是凹镜，次镜不一定是凸镜，次镜也不一定小于主镜. 这都与参数 α 的数值及符号有关.

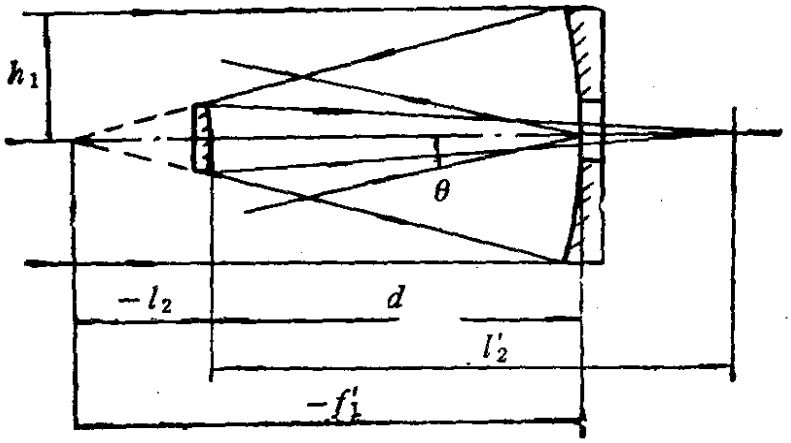


图 2.1

主镜和次镜都是二次曲面，其表达式可写为

$$y^2 = 2\mathring{R}x - (1 - e^2)x^2$$

其中 e^2 为面形参数，是变量，可用于消象差. $\mathring{R}$ 为镜面顶点的曲率半径. 作为望远镜系统，很自然地可以作出两个假定：

(1) 物体位于无穷远，即 $l_1 = \infty, u_1 = 0$.

(2) 光栏位于主镜上，即 $x_1 = y_1 = 0$.

再定义两个与轮廓尺寸有关的参数 α 及 β：

$$\alpha = \frac{l_2}{f_1'} = \frac{2l_2}{\mathring{R}_1} \approx \frac{h_2}{h_1}$$

$$\beta = \frac{l_2'}{l_2} = \frac{u_1}{u_2'}$$

利用高斯光学公式还可以导出

$$\mathring{R}_2 = \frac{\alpha \cdot \beta}{1+\beta} \cdot \mathring{R}_1 \tag{2.1}$$

式中 α 表示副镜离第一焦点的距离，也决定了副镜的遮光比，β 表示副镜的放大倍数。主镜的焦距乘以 β 即为系统的焦距，或主镜的 F 数乘以 β 的绝对值即为系统的 F 数。

2. 单色象差表示式

单色象差一共有五种：球差、彗差、象散、象面弯曲及畸变，其三级象差系数分别为 $S_{\mathrm{I}}, S_{\mathrm{II}}, S_{\mathrm{III}}, S_{\mathrm{IV}}$ 及 S_{V}。三级象差理论给出单色象差的表示式为

$$\begin{aligned}
S_{\mathrm{I}} &= \Sigma hP + \Sigma h^4 K \\
S_{\mathrm{II}} &= \Sigma yP - J\Sigma W + \Sigma h^3 yK \\
S_{\mathrm{III}} &= \Sigma \frac{y^2}{h} P - 2J\Sigma \frac{y}{h} W + J^2 \Sigma \phi + \Sigma h^2 y^2 K \\
S_{\mathrm{IV}} &= \Sigma \frac{\Pi}{h} \\
S_{\mathrm{V}} &= \Sigma \frac{y^3}{h^2} P - 3J\Sigma \frac{y^2}{h^2} W + J^2 \Sigma \frac{y}{h}\left(3\phi + \frac{\Pi}{h}\right) \\
&\quad - J^3 \Sigma \frac{1}{h^2} \Delta \frac{1}{n^2} + \Sigma h y^3 K
\end{aligned} \tag{2.2}$$

其中

$$P = \left(\frac{\Delta u}{\Delta \frac{1}{n}}\right)^2 \Delta \frac{u}{n}, \qquad W = \frac{\Delta u}{\Delta \frac{1}{n}} \Delta \frac{u}{n}$$

$$\Pi = \frac{\Delta(nu)}{nn'}, \qquad \phi = \frac{1}{h} \Delta \frac{u}{n}$$

$$K = -\frac{e^2}{\mathring{R}^3} \Delta n$$

e 为二次曲面的偏心率，$\mathring{R}$ 为顶点曲率半径。

对于反射系统，$n_1 = n_2' = 1, n_1' = n_2 = -1$。令 $h_1 = 1$，$f' = 1$ 及 $\theta = -1$，可得 $f_1' = \frac{1}{\beta}$，$u_1' = u_2 = \beta, u_2' = 1, J = 1$，$y_2 = -\frac{1-\alpha}{\beta}$，$\mathring{R}_2 = \frac{2\alpha}{\beta+1}$。由此得

$$P_1 = -\frac{\beta^3}{4}, \qquad P_2 = \frac{(1-\beta)^2(1+\beta)}{4}$$

$$W_1 = \frac{\beta^2}{2}, \qquad W_2 = \frac{1-\beta^2}{2}$$

$$\Pi_1 = \beta, \qquad \Pi_2 = -(1+\beta)$$

$$\phi_1 = -\beta, \qquad \phi_2 = \frac{1+\beta}{\alpha}$$

$$K_1 = \frac{e_1^2}{4}\beta^3, \qquad K_2 = -\frac{e_2^2(1+\beta)^3}{4\alpha^3}$$

将这些值代入象差表示式中得出

$$S_{\mathrm{I}} = \left[\frac{\alpha(\beta-1)^2(\beta+1)}{4} - \frac{\alpha(\beta+1)^3}{4}e_2^2\right] - \frac{\beta^3}{4}(1-e_1^2)$$

$$S_{\mathrm{II}} = \frac{1-\alpha}{\alpha}\left[\frac{\alpha(\beta+1)^3}{4\beta}e_2^2 - \frac{\alpha(\beta-1)^2(\beta+1)}{4\beta}\right] - \frac{1}{2}$$

$$S_{\mathrm{III}} = \left(\frac{1-\alpha}{\alpha}\right)^2\left[\frac{\alpha(\beta-1)^2(\beta+1)}{4\beta^2} - \frac{\alpha(\beta+1)^3}{4\beta^2}e_2^2\right] -$$

$$- \frac{(1-\alpha)(\beta+1)(\beta-1)}{\alpha\beta} - \frac{\alpha\beta-\beta-1}{\alpha}$$

$$S_{IV} = \beta - \frac{1+\beta}{\alpha}$$

$$S_V = \left(\frac{1-\alpha}{\alpha}\right)^3 \left[\frac{\alpha(\beta+1)^3}{4\beta^3} e_2^2 - \frac{\alpha(1-\beta)^2(1+\beta)}{4\beta^3}\right]$$

$$- \frac{3}{2} \frac{(1-\alpha)^2(1-\beta)(1+\beta)}{\alpha^2\beta^2}$$

$$- \frac{2(1-\alpha)(1+\beta)}{\alpha^2\beta} \tag{2.3}$$

3. 消象差条件式

很容易看到，在五种象差表示式中，自由参数共有四个：$e_1^2, e_2^2, \alpha, \beta$. 因此可以确定，这种系统最多能同时消四种象差. 将各种消象差的组合情况解出，得到如下 29 组条件：

(1) $S_I = 0$:

$$e_2^2 = \frac{(e_1^2-1)\beta^3 + \alpha(1-\beta)^2(1+\beta)}{\alpha(1+\beta)^3} \tag{2.4}$$

(2) $S_{II} = 0$:

$$e_2^2 = \frac{2\beta + (1-\alpha)(\beta-1)^2(\beta+1)}{(1-\alpha)(1+\beta)^3} \tag{2.5}$$

(3) $S_{III} = 0$:

$$e_2^2 = \frac{4\beta(1-\alpha+\beta) + (1-\alpha)^2(\beta-1)^2(\beta+1)}{(1-\alpha)^2(1+\beta)^3} \tag{2.6}$$

(4) $S_{IV} = 0$:

$$\alpha = \frac{\beta+1}{\beta} \tag{2.7}$$

(5) $S_V = 0$:

$$e_2^2 = \frac{2\beta(3+\beta-3\alpha+3\alpha\beta)+(1-\beta)^2(1-\alpha)^2}{(1-\alpha)^2(\beta+1)^2} \tag{2.8}$$

第(1)—(5)组是单独消除一种象差的条件. 按理，在有四个参数的情况下，可以自由决定的应有三个. 但是这点只对 $S_I = 0$ 的情况是对的，因为当入瞳在第一镜面上时，该镜面的非球面化对轴外象差不起作用，从而 e_1^2 就从这些条件式中消失. 当要求 $S_{IV} = 0$ 时，只存在 α 与 β 的依赖关系，将式(2.7)代入式(2.1)，即得平象场条件 $\mathring{R}_1 = \mathring{R}_2$.

(6) $S_I = S_{II} = 0$:

$$\begin{aligned} e_1^2 &= 1 + \frac{2\alpha}{(1-\alpha)\beta^2} \\ e_2^2 &= \frac{\frac{2\beta}{1-\alpha} + (1+\beta)(1-\beta)^2}{(1+\beta)^3} \end{aligned} \tag{2.9}$$

(7) $S_I = S_{III} = 0$:

$$\begin{aligned} e_1^2 &= 1 + \frac{4\alpha(1-\alpha+\beta)}{(1-\alpha)^2\beta^2} \\ e_2^2 &= \frac{\frac{4\beta(1-\alpha+\beta)}{(1-\alpha)^2} + (1+\beta)(1-\beta)^2}{(1+\beta)^3} \end{aligned} \tag{2.10}$$

(8) $S_I = S_{IV} = 0$:

$$\begin{aligned} \alpha &= \frac{\beta+1}{\beta} \\ e_2^2 &= \frac{(e_1^2-1)\beta^4 + (1-\beta^2)^2}{(1+\beta)^4} \end{aligned} \tag{2.11}$$

(9) $S_I = S_V = 0$:

$$e_1^2 = 1 + \frac{2\alpha(1+\beta)(3+\beta-3\alpha+3\alpha\beta)}{(1-\alpha)^2\beta^2}$$

$$e_2^2 = \frac{2\beta(3+\beta-3\alpha+3\alpha\beta)+(1-\beta)^2(1-\alpha)^2}{(1+\beta)^2(1-\alpha)^2} \tag{2.12}$$

(10) $S_{II} = S_{III} = 0$:

$$\alpha = 2\beta + 1$$

$$e_2^2 = \frac{\beta(\beta^2-\beta-1)}{(\beta+1)^3} \tag{2.13}$$

(11) $S_{II} = S_{IV} = 0$:

$$\alpha = \frac{\beta+1}{\beta}$$

$$e_2^2 = \frac{\beta^3-3\beta^2-\beta+1}{(1+\beta)^3} \tag{2.14}$$

(12) $S_{II} = S_V = 0$:

$$\alpha = \frac{\beta^2+4\beta+2}{2-3\beta^2}$$

$$e_2^2 = \frac{2\beta^4-\beta^2}{2(1+\beta)^4} \tag{2.15}$$

(13) $S_{III} = S_{IV} = 0$:

$$\alpha = \frac{\beta+1}{\beta}$$

$$e_2^2 = \frac{4\beta^3-3\beta^2-2\beta+1}{(1+\beta)^2} \tag{2.16}$$

(14) $S_{III} = S_V = 0$:

$$\alpha = \frac{(1+\beta)^2}{1-3\beta^2}$$

$$e_2^2 = \frac{(2\beta+1)^2(\beta-1)^2-(1-3\beta^2)(3\beta+1)}{(2\beta+1)^2(\beta+1)^2} \tag{2.17}$$

(15) $S_{IV} = S_V = 0$:

$$\alpha = \frac{\beta + 1}{\beta}$$
$$e_2^2 = \frac{8\beta^3 - 2\beta^2 - 3\beta + 1}{\beta + 1} \tag{2.18}$$

第(6)—(15)组是联合消除两种象差的条件，四个变数应该同时满足各组中的两个方程。其中第(6)组，即式(2.9)是同时消球差与彗差的条件，从此可以导出所有可能的等晕系统。

(16) $S_I = S_{II} = S_{III} = 0$ (见图 2.2):

$$\alpha = 2\beta + 1$$
$$e_1^2 = 1 - \frac{2\beta + 1}{\beta^3} \tag{2.19}$$
$$e_2^2 = \frac{\beta(\beta^2 - \beta - 1)}{(\beta + 1)^3}$$

(17) $S_I = S_{II} = S_{IV} = 0$ (见图 2.3):

$$\alpha = \frac{\beta + 1}{\beta}$$
$$e_1^2 = 1 - \frac{2(1 + \beta)}{\beta^2} \tag{2.20}$$
$$e_2^2 = \frac{\beta^3 - 3\beta^2 - \beta + 1}{(1 + \beta)^3}$$

(18) $S_I = S_{II} = S_V = 0$ (见图 2.4):

$$\alpha = \frac{\beta^2 + 4\beta + 2}{2 - 3\beta^2}$$
$$e_1^2 = 1 - \frac{\beta^2 + 4\beta + 2}{2(1 + \beta)\beta^3} \tag{2.21}$$
$$e_2^2 = \frac{2\beta^4 - \beta^2}{2(1 + \beta)^4}$$

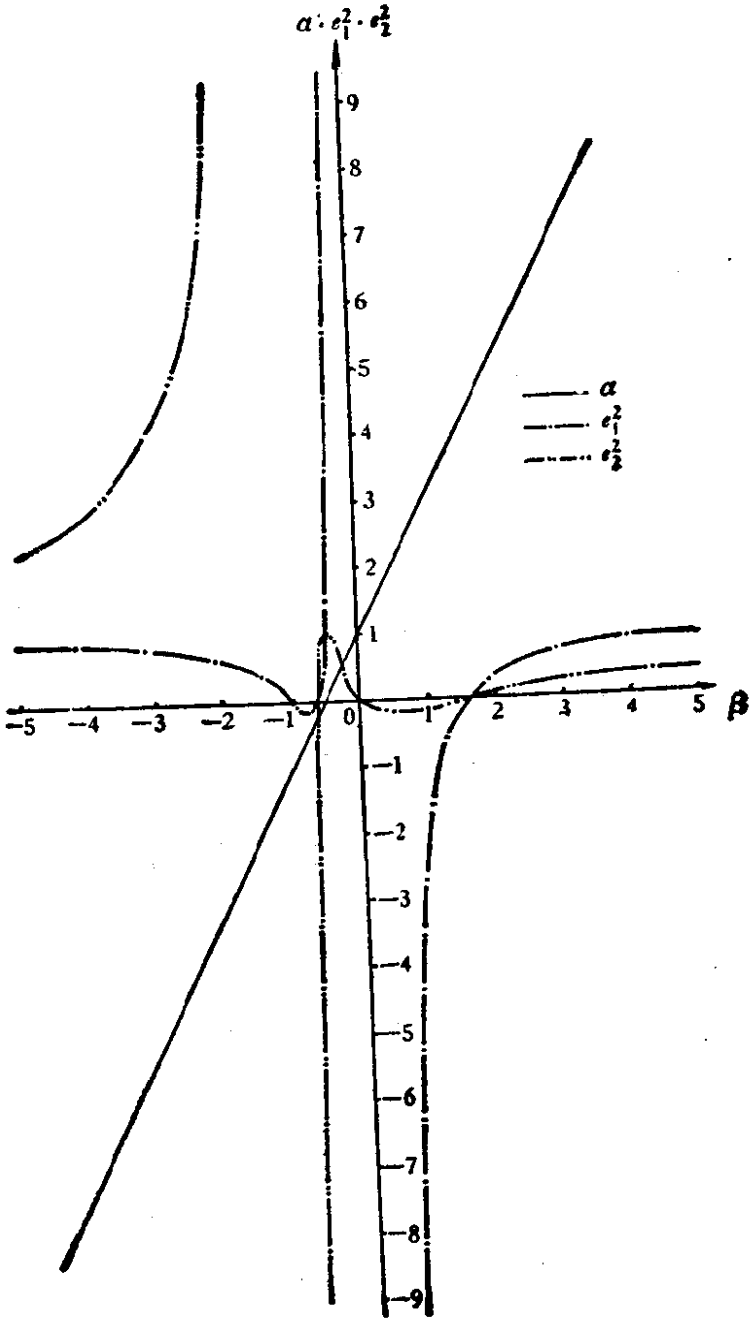


图 2.2

(19) $S_{\mathrm{I}} = S_{\mathrm{III}} = S_{\mathrm{IV}} = 0$ (见图 2.5);

$$\alpha = \frac{1+\beta}{\beta}$$

$$e_1^2 = 1 + \frac{4(1+\beta)(\beta^2-1)}{\beta^2} \qquad (2.22)$$

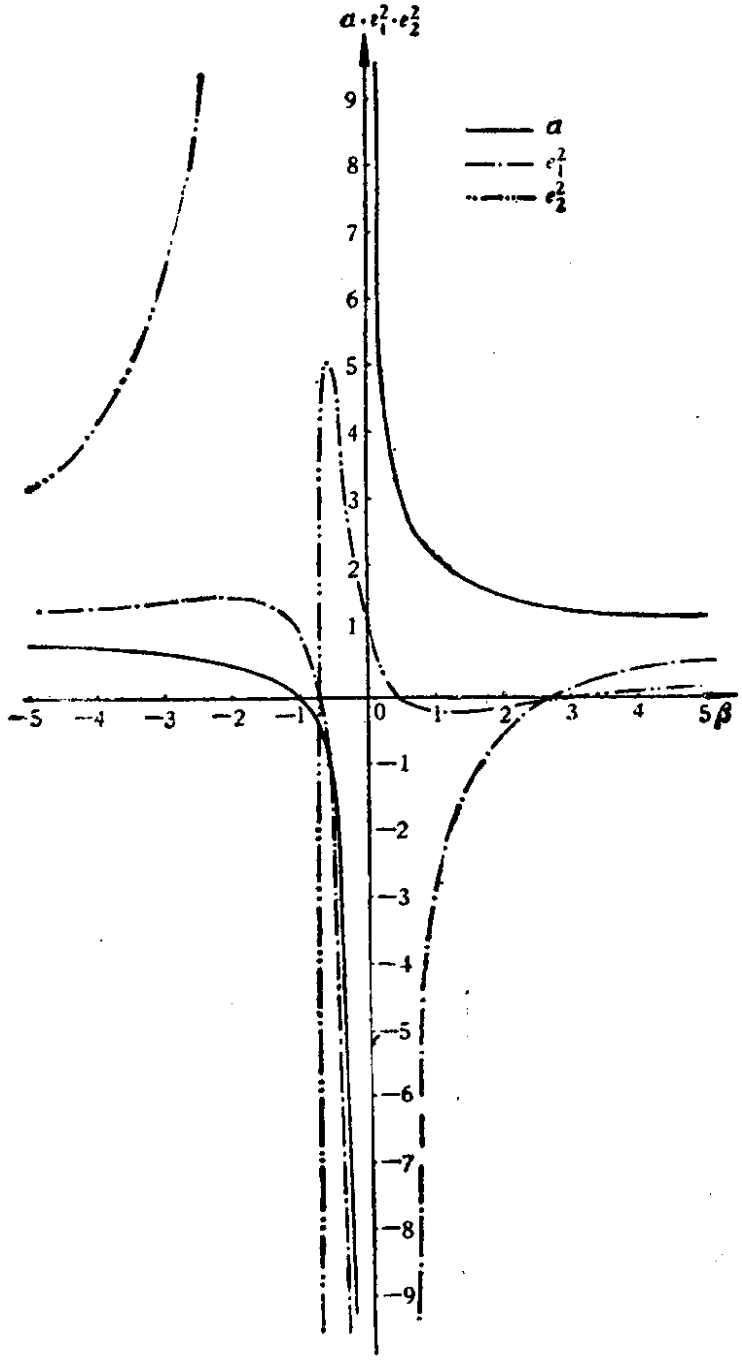


图 2.3

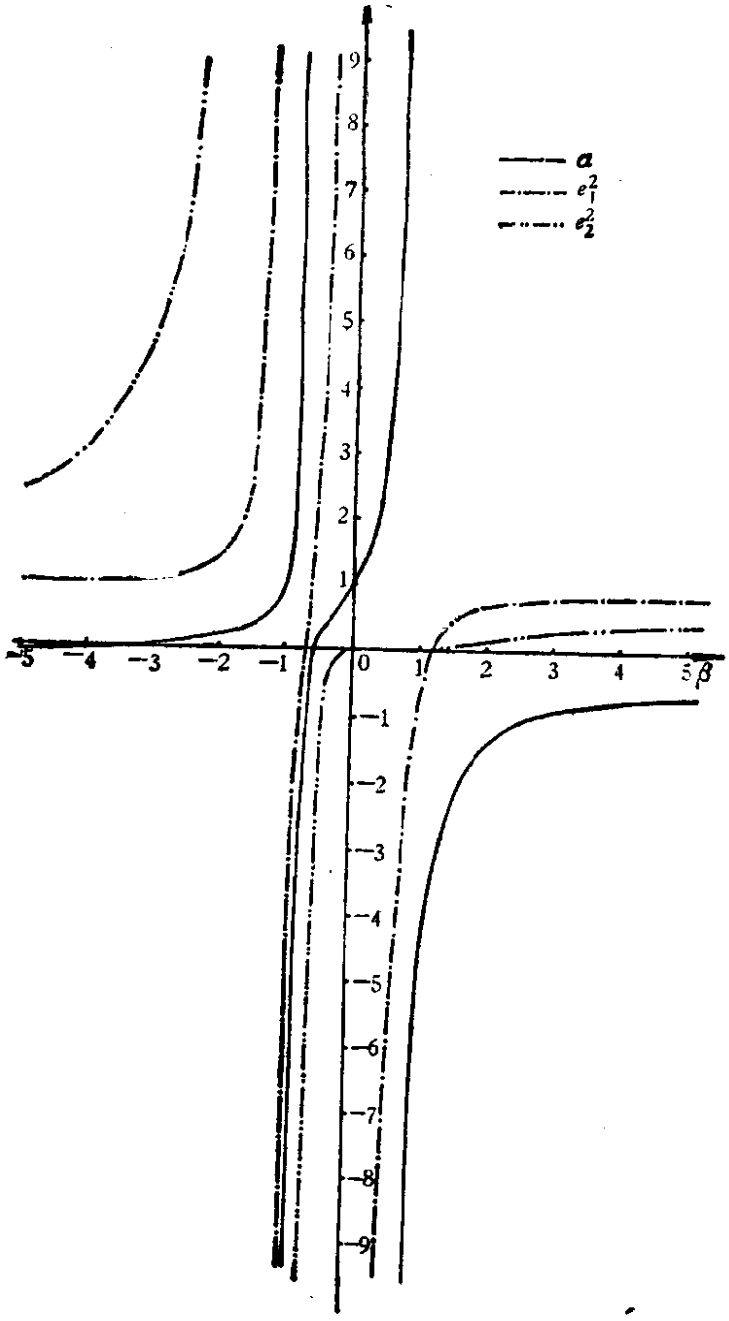


图 2.4

$$e_2^2 = \frac{4\beta^2(\beta-1)+(1-\beta)^2}{(1+\beta)^2}$$

(20) $S_{\mathrm{I}} = S_{\mathrm{III}} = S_{\mathrm{V}} = 0$ (见图 2.6)：

$$\alpha = \frac{(1+\beta)^2}{1-3\beta^2}$$

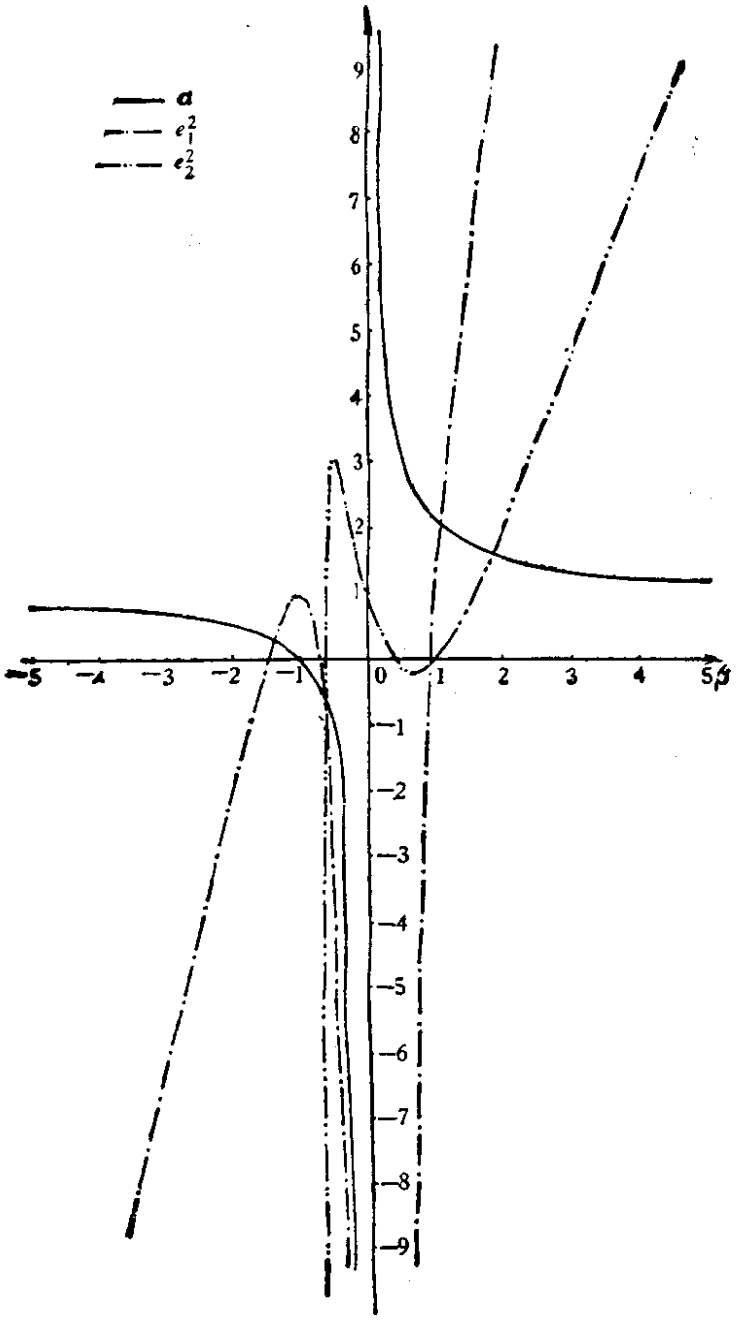


图 2.5

$$e_1^2 = 1 - \frac{(1+\beta)^3(3\beta+1)}{(2\beta+1)^2\beta^3} \qquad (2.23)$$

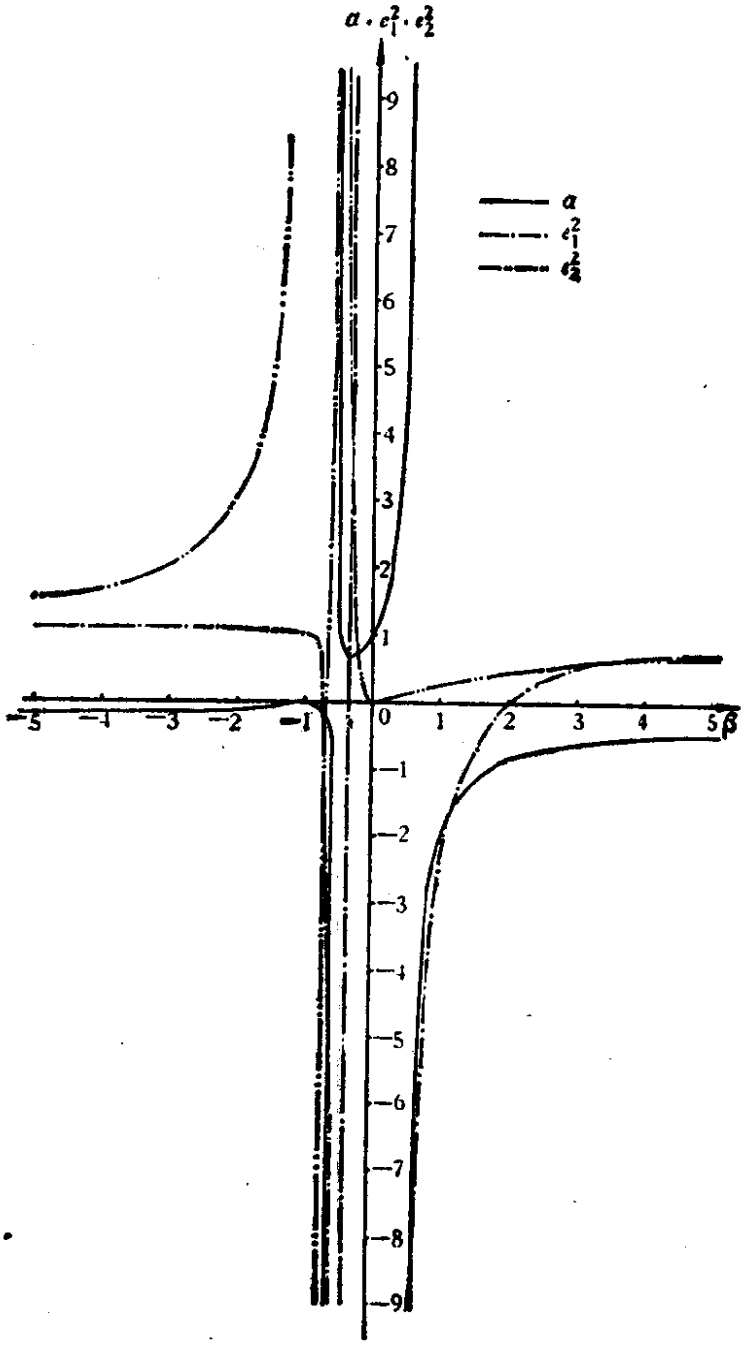


图 2.6

$$e_2^2 = \frac{(1-\beta)^2(2\beta+1)^2 - (3\beta+1)(1-3\beta^2)}{(1+\beta)^2(2\beta+1)^2}$$

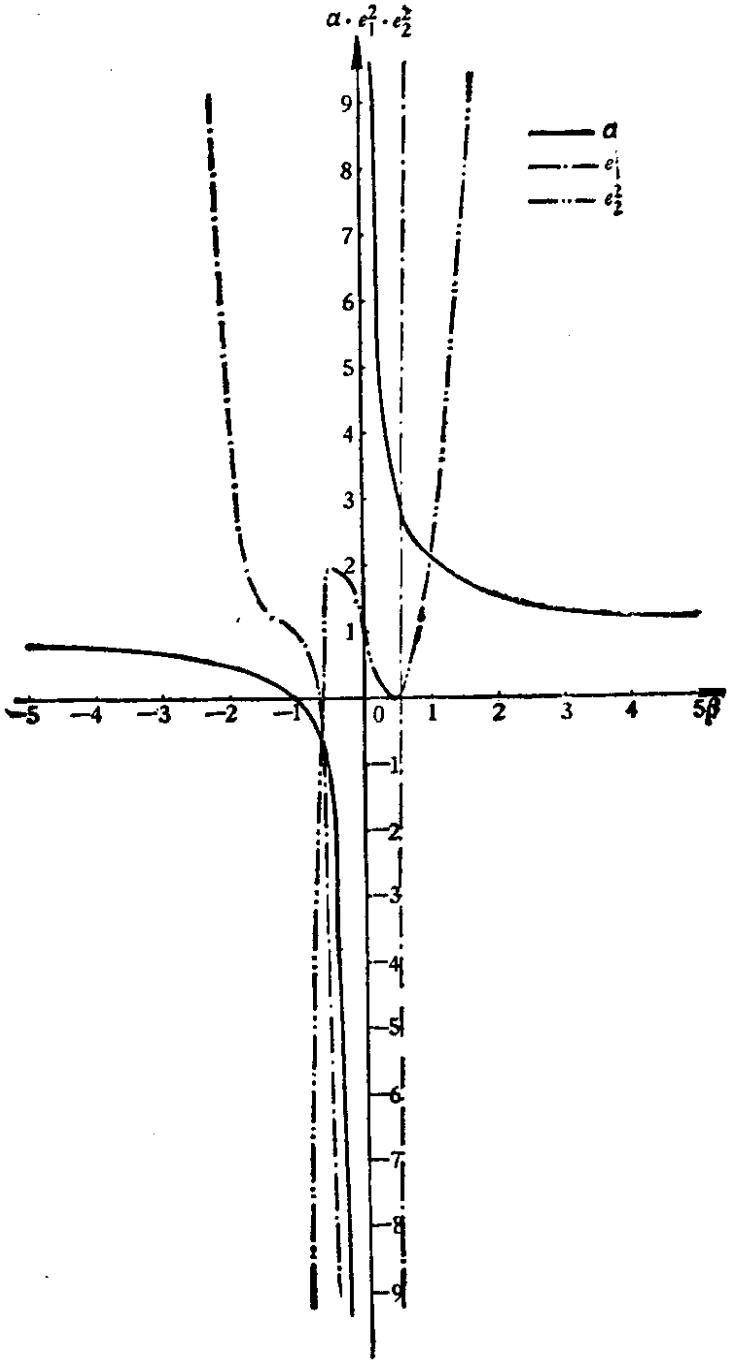


图 2.7

(21) $S_{\mathrm{I}} = S_{\mathrm{IV}} = S_{\mathrm{V}} = 0$ (见图 2.7):

$$\alpha = \frac{1+\beta}{\beta}$$

$$e_1^2 = 1 + \frac{2(1+\beta)^2(4\beta^2+3\beta-3)}{\beta^2} \tag{2.24}$$

$$e_2^2 = \frac{8\beta^3 - 2\beta^2 - 3\beta + 1}{\beta + 1}$$

第(16)—(21)组是联合消除三种象差的条件，其中三个变数 α, e_1^2, e_2^2 都是用 β 的显函数表示出。将这六组，即式(2.19)—(2.24)分别画成曲线，见图 2.2—2.7。

(22) $S_{\mathrm{II}} = S_{\mathrm{III}} = S_{\mathrm{IV}} = 0$:

$$\text{(a)}\ \begin{cases}\beta = 0.707\\ \alpha = 2.414\\ e_2^2 = -0.172\end{cases} \qquad \text{(b)}\ \begin{cases}\beta = -0.707\\ \alpha = -0.414\\ e_2^2 = -5.814\end{cases} \tag{2.25}$$

(23) $S_{\mathrm{II}} = S_{\mathrm{III}} = S_{\mathrm{V}} = 0$:

$$\text{(a)}\ \begin{cases}\beta = 0\\ \alpha = 1\\ e_2^2 = 0\end{cases} \qquad \text{(b)}\ \begin{cases}\beta = -0.667\\ \alpha = -0.333\\ e_2^2 = -2\end{cases}$$

$$\text{(c)}\ \begin{cases}\beta = \pm\infty\\ \alpha = -0.333\\ e_2^2 = 1\end{cases} \tag{2.26}$$

(24) $S_{\mathrm{II}} = S_{\mathrm{IV}} = S_{\mathrm{V}} = 0$:

$$\text{(a)}\ \begin{cases}\beta = 0.474\\ \alpha = 3.110\\ e_2^2 = -0.013\end{cases} \qquad \text{(b)}\ \begin{cases}\beta = -0.685\\ \alpha = -0.460\\ e_2^2 = -1.378\end{cases}$$

$$\text{(c)}\ \begin{cases}\beta = -1.539\\ \alpha = 0.350\\ e_2^2 = 52.622\end{cases} \tag{2.27}$$

(25) $S_{III} = S_{IV} = S_V = 0$:

$$\text{(a)}\ \begin{cases}\beta = -0.640\\ \alpha = -0.562\\ e_2^2 = 0\end{cases}\qquad \text{(b)}\ \begin{cases}\beta = 0.390\\ \alpha = 3.564\\ e_2^2 = 0\end{cases} \tag{2.28}$$

第(22)—(25)组虽然只消除了三种象差，但因为我们在推导象差表达式时假设人瞳在第一镜面上，根据象差理论，当 $S_I \neq 0$ 时，e_1^2 的变化不改变轴外象差而失去了作用．所以，这四组都得到确定的解．根据同样的道理，$S_{II} = S_{III} = S_{IV} = S_V = 0$ 的解是不存在的．很自然，当要求 $S_I = 0$ 时，e_1^2 对应一定的值而得到 (26)—(29) 的四组同时消除四种象差的解．

(26) $S_I = S_{II} = S_{III} = S_{IV} = 0$:

$$\text{(a)}\ \begin{cases}\beta = 0.70711\\ \alpha = 2.41421\\ e_1^2 = -5.8284\\ e_2^2 = -0.1716\end{cases}\qquad \text{(b)}\ \begin{cases}\beta = -0.70711\\ \alpha = -0.41421\\ e_1^2 = -0.1716\\ e_2^2 = -5.8284\end{cases} \tag{2.29}$$

(27) $S_I = S_{II} = S_{III} = S_V = 0$:

$$\text{(a)}\ \begin{cases}\beta = 0\\ \alpha = 1\\ e_1^2 = -\infty\\ e_2^2 = 0\end{cases}\qquad \text{(b)}\ \begin{cases}\beta = -0.667\\ \alpha = -0.333\\ e_1^2 = -0.125\\ e_2^2 = -2\end{cases}$$

$$\text{(c)}\ \begin{cases}\beta = \pm\infty\\ \alpha = -0.333\\ e_1^2 = 1\\ e_2^2 = 1\end{cases} \tag{2.30}$$

(28) $S_I = S_{II} = S_{IV} = S_V = 0$:

$$
\text{(a)}\begin{cases}\beta = 0.474\\ \alpha = 3.110\\ e_1^2 = -12.102\\ e_2^2 = -0.013\end{cases}\qquad
\text{(b)}\begin{cases}\beta = -0.685\\ \alpha = -0.460\\ e_1^2 = -0.343\\ e_2^2 = -1.378\end{cases}
$$

$$
\text{(c)}\begin{cases}\beta = -1.539\\ \alpha = 0.350\\ e_1^2 = 1.455\\ e_2^2 = 52.622\end{cases}
\tag{2.31}
$$

(29) $S_{\mathrm{I}} = S_{\mathrm{III}} = S_{\mathrm{IV}} = S_{\mathrm{V}} = 0$:

$$
\text{(a)}\begin{cases}\beta = -0.640\\ \alpha = -0.562\\ e_1^2 = -1.072\\ e_2^2 = 0\end{cases}\qquad
\text{(b)}\begin{cases}\beta = 0.390\\ \alpha = 3.564\\ e_1^2 = -30\\ e_2^2 = 0\end{cases}
\tag{2.32}
$$

4. 关于参数 α 及 β 的讨论

参数 α 及 β 有很重要的光学意义，对它们加以分析，有助于对系统的判定及轮廓尺寸的选定。我们采用光学设计中通用的符号规则。α 反映了副镜的大小和位置，β 反映了副镜的放大率及物象位置关系。根据前面对 α 及 β 的定义，不难看出：

$|\alpha| < 1$ 表示副镜小于主镜，α 之值即副镜的遮光比，α^2 即近似的副镜的遮光损失。

$|\alpha| > 1$ 表示副镜大于主镜，α 之值即副镜大于主镜的倍数。

$\alpha > 0$ 表示副镜与主镜位于主镜焦点的同侧。

$\alpha < 0$ 表示副镜与主镜位于主镜焦点的两侧。

$\alpha = +1$ 表示副镜与主镜之间的距离为零，该系统没有

实际意义。

$|\beta| < 1$ 表示副镜将主镜焦距缩短，β 之值即缩短倍数.

$|\beta| > 1$ 表示副镜将主镜焦距放大，β 之值即放大倍数.

$\beta = +1$ 表示副镜的曲率中心与主镜焦点重合，该系统与一个平面镜相似，将入射的平面波按原路反回。

$\beta = -1$ 表示副镜为平面镜，或“变形”的平面镜。

$\beta > 0$ 表示物和象位于副镜的同侧。

$\beta < 0$ 表示物和象位于副镜的两侧。

$\beta = \infty$ 表示系统是无焦系统，即出射的也是平行光束。

$\beta = 0$ 代入式 (2.1)得 $\mathring{R}_2 = 0$，即副镜曲率半径为零，该系统不现实。

在一个既定系统中，根据 α 及 β 的数值及正负号，可以判断该系统的结构情况，总共有以下八种情况：

(1) $\alpha > 1, \beta > 0$：主镜为凸镜，副镜为凹镜，大于主镜，会聚系统。

(2) $0 < \alpha < 1, \beta > 0$：主镜为凹镜，副镜为凸镜，小于主镜，发散系统。

(3) $\alpha > 1, \beta < 0$：主镜为凸镜，副镜为凹镜或凸镜大于主镜，发散系统。

(4) $0 < \alpha < 1, \beta < 0$：主镜为凹镜，副镜为凸镜或凹镜并小于主镜，会聚系统。

(5) $0 > \alpha > -1, \beta > 0$：主镜为凹镜，副镜为凹镜并小于主镜，会聚系统。

(6) $0 > \alpha > -1, \beta < 0$：主镜为凹镜，副镜为凹镜或凸镜并小于主镜，发散系统。

(7) $\alpha < -1, \beta > 0$：主镜为凹镜，副镜为凹镜并大于主镜，会聚系统。

(8) $\alpha < -1, \beta < 0$：主镜为凹镜，副镜为凹镜或凸镜并大于主镜，发散系统。

这八种情况示于图 2.8，便于今后对照应用. 判断系统是会聚的还是发散的，可以根据主镜焦距的正负号及 α 与 β 的正负号来定. 当三者的乘积为正时为会聚系统，乘积为负时为发散系统. 要注意主镜为凹面时，其焦距为负值，凸面时为正值. 或者说，当主镜为凹面时，α 与 β 异号为会聚系统，同号为发散系统. 当主镜为凸面时，α 与 β 异号为发散系统，同号为会聚系统. 要注意，主镜为凸面时，副镜不可能小于主镜，因为这时主镜有虚焦点，副镜不可能置于主镜的右方.

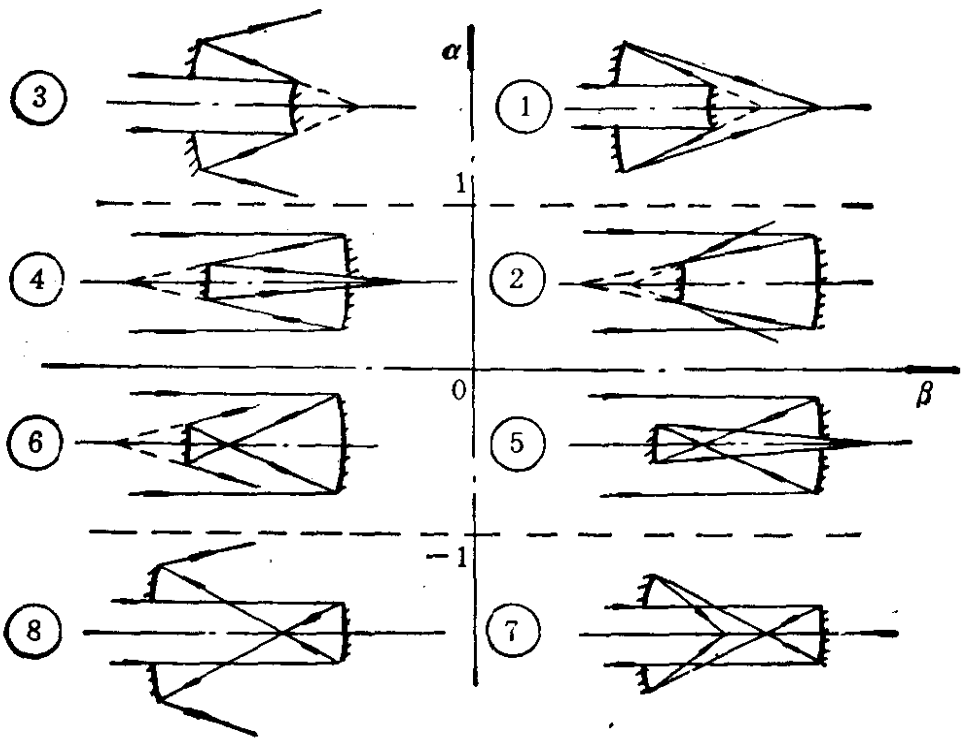


图 2.8

2.2 常用的两镜系统

虽然可能构造出的各种消象差情况的两镜系统很多，但并不是都有实际意义.为了弄清有实用意义的两镜系统,对它们加以分析是必要的. 其中有些系统前人有过介绍，但缺乏综合讨论. 以下我们将讨论: 1)经典卡塞格林系统，2)格里哥里系统,3)各种只消球差的特殊情况,4) R-C 系统及马克苏托夫 (Максутов) 系统，5)等晕系统的特殊情况，6)库特 (Cuder) 系统及同心系统，7)史瓦西尔德 (Schwarzechield) 系统,8)一个新系统,9)无焦系统.

这里,我们先引进一个计算两镜之间距离 d 的公式,以后将要用到:

$$d = f_1'(1 - \alpha) \tag{2.33}$$

其中 f_1' 为主镜的焦距. 在图 2.1 中,平行光从左边射向右边，d 将总为负值，因为从主镜到副镜总是从右到左. 分析式(2.33)也能得到同样的结论.

1. 经典卡塞格林系统

经典卡塞格林系统是使用最广的两镜系统,只消除球差,主镜为抛物面,即 $e_1^2 = 1$. 令式(2.3)中 $e_1^2 = 1$，可得

$$e_2^2 = \frac{(1 - \beta)^2}{(1 + \beta)^2} \tag{2.34}$$

即副镜的偏心率只与副镜放大率有关. 卡塞格林系统的副镜是凸面,并且将主镜焦距放大，故 $\beta < -1$. 从式(2.34)中可知,当 $\beta < -1$ 时，e_2^2 恒大于 1，故卡塞格林系统的副镜是凸的双曲面. 将式(2.34)代入式(2.3)中 S_{II} 的表达式，可得

$S_{II} = -\frac{1}{2}$，即经典卡塞格林系统的彗差系数恒为 $-\frac{1}{2}$（和单个抛物面相同）。顺便提一下，抛物面镜的子午彗差表达式为

$$\delta'_t = \frac{3}{16} A^2\theta f' = \frac{3}{16} A^2 l' \qquad (2.35)$$

其中 A 为相对口径，θ 为半视场角（用弧度），f' 为系统焦距，l' 为象高。根据式(2.35)可以方便地算出经典卡塞格林系统的子午彗差象斑尺寸。

2. 格里哥里系统

经典的格里哥里系统主镜是凹的抛物面，即 $e_1^2 = 1$，副镜位于主镜焦点之后，是凹的椭球面，且将主镜焦距放大，即 $0 > \alpha > -1, \beta > 1$。将 $e_1^2 = 1$ 代入式(2.3)也得到

$$e_2^2 = \frac{(1-\beta)^2}{(1+\beta)^2}.$$

因 $\beta > 1$，故 e_2^2 总小于 1 而大于零。再考察式(2.1)，当 α 是负值且 β 是正值时，$\mathring{R}_2$ 与 $\mathring{R}_1$ 异号，所以副镜是凹的椭球面。再将 e_2^2 的式子代入式(2.3)中 S_{II} 的表达式，也得到 $S_{II} = -\frac{1}{2}$，所以格里哥里系统的彗差系数与卡塞格林系统一样，恒为 $-\frac{1}{2}$。所不同者，卡塞格林系统得到的是倒象，而后者因两次成实象而得到的是正象。

3. 只消球差的其它特殊情况

根据 $S_I = 0$ 的条件[式(2.4)]，有如下情况：

(1) 若令 $e_1^2=0$，即主镜取球面，则有

$$e_2^2=\frac{-\beta^3+\alpha(1-\beta)^2(1+\beta)}{\alpha(1+\beta)^3} \tag{2.36}$$

我们令 $\beta=-3$，计算不同 α 值时的 e_2^2，得表 2.1。

表 2.1

α	e_2^2
0.1	−29.75
0.2	−12.875
0.3	−7.25
0.4	−4.4375
0.5	−2.75
0.6	−1.625
0.7	−0.82143
0.8	−0.21875
0.84375	0
0.9	0.25
1.0	0.625

$\beta=-3,\ e_1^2=0$

表 2.2

α	e_1^2
0.1	0.88148
0.2	0.76296
0.3	0.64444
0.4	0.52593
0.5	0.40741
0.6	0.28889
0.7	0.17037
0.8	0.05185
0.84375	0
0.9	−0.06667
1.0	−0.18519

$\beta=-3,\ e_2^2=0$

从表 2.1 可知，在比较合理的副镜遮光比时，副镜总是扁球面（$e_2^2<0$）。

(2) 若令 $e_2^2=0$，即副镜取球面，则有

$$e_1^2=\frac{\beta^3-\alpha(1-\beta)^2(1+\beta)}{\beta^3} \tag{2.37}$$

也令 $\beta=-3$，计算不同 α 值时的 e_1^2，得表 2.2，从表 2.2 可知，在遮光比合理时，主镜总是椭球面。

(3) 比较表 2.1 及表 2.2 可知，在 $\alpha=0.84375$ 时，e_1^2 及 e_2^2 均等于零，即主、副镜都是球面。这也可以从比较式(2.36)及(2.37)看出，它们的分子只差一个符号。若令式(2.36)或式

(2.37)的分子为零，则得到同一个 α 与 β 的关系式：

$$\alpha = \frac{\beta^3}{(1-\beta)^2(1+\beta)} \tag{2.38}$$

所以可以得出结论：存在着一对对 α 和 β，可以使 e_1^2 和 e_2^2 都为零。根据式(2.38)，计算不同 β 值所对应的 α 值，列于表 2.3 及表 2.4。

表 2.3

β	α
−1	∞
−2	0.88889
−2.9	0.84394
−3	0.84375
−3.1	0.84391
−4	0.85333
−5	0.86806
−6	0.88163

$e_1^2 = 0,\ e_2^2 = 0$

表 2.4

β	α
1	∞
2	2.66667
3	1.68750
4	1.42222
5	1.30208
6	1.23429
7	1.19097

$e_1^2 = 0,\ e_2^2 = 0$

表 2.3 表示主镜为凹面，副镜为凸面的情形。这时，当 $\beta = -3$，α 差不多就是极小值。表 2.4 代表主镜为凸面，副镜为凹面，系统有实焦点的情形。

总的结论：对于两镜系统，如只要消球差，可以令主镜为球面，令副镜为球面；也可以使主镜及副镜都取球面。如主、副镜都取球面，而副镜又要小于主镜，则在 $\alpha = 0.84375$，$\beta = -3$ 时有最小遮光比。并可算得 $S_{II} = -0.916$，比卡塞格林系统的彗差大了近一倍。这个系统在极力避免用非球面，口径不太大，不计较中心遮光且使用的视场很小时，很有吸引力。

4. R-C 系统及马克苏托夫系统

(1) R-C 系统，即卡塞格林型的等晕系统。

根据 $S_{\mathrm{I}} = S_{\mathrm{II}} = 0$ 的条件，即式 (2.9)，若其第一式中 $1 > \alpha > 0$，即副镜在主镜焦点之前，则 e_1^2 恒大于 1，即总是双曲面，且 $|\beta|$ 越大，e_1^2 越接近于 1。另外，只要 $\beta < -1$，即卡塞格林型，e_2^2 也总是大于 1，也是双曲面。所以说 R-C 系统的主副镜都是双曲面镜。R-C 系统的一般形状如图 2.9 所示。

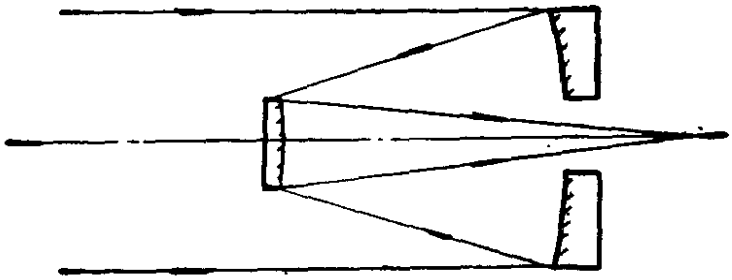


图 2.9

(2) 马克苏托夫系统，即格里哥里型的等晕系统。

式(2.9)的第一式中若 $0 > \alpha > -1$，即为副镜在主镜焦点之后。分析该式，若 $\beta > 1$，则 e_1^2 恒小于 1 而大于零，即主镜总是椭球面。计算式(2.9)的第二式的各种极端情况可知，e_2^2 恒大于零而小于 1，即副镜也总是椭球面。表 2.5 及表 2.6 列出了设 $\alpha = -0.3$ 及 $\alpha = -0.4$ 时，不同 β 值对应的 e_2^2 值。马克苏托夫系统的一般形状如图 2.10 所示。

下面我们比较经典卡塞格林系统、格里哥里系统与 R-C 系统、马克苏托夫系统的象散。

将 $e_2^2 = \dfrac{(1-\beta)^2}{(1+\beta)^2}$ 代入式 (2.3) 中 S_{III} 的表达式，得经

表 2.5

β	e_2^2
1	0.19231
2	0.22507
3	0.32212
4	0.40923
5	0.48006
6	0.53712
7	0.58353
8	0.62182
9	0.65385
10	0.68098

$\alpha = -0.3$

表 2.6

β	e_2^2
1	0.17857
2	0.21693
3	0.31696
4	0.40571
5	0.47751
6	0.53519
7	0.58203
8	0.62062
9	0.65286
10	0.68015

$\alpha = -0.4$

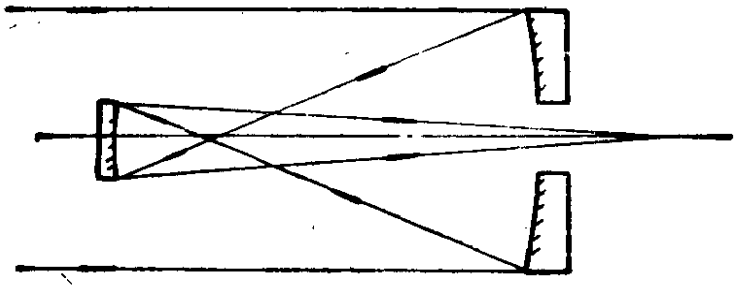


图 2.10

典卡塞格林系统及格里哥里系统的象散系数为

$$S_{III} = -\frac{(1-\alpha)(\beta+1)(\beta-1)}{\alpha\beta} - \frac{\alpha\beta-\beta-1}{\alpha} \tag{2.39}$$

将

$$e_2^2 = \frac{\dfrac{2\beta}{1-\alpha} + (1+\beta)(1-\beta)^2}{(1+\beta)^3}$$

代入式(2.3)中 S_{III} 的表达式，得 R-C 系统及马克苏托夫系统的象散系数为

$$S_{III} = -\frac{1-\alpha}{2\alpha\beta} - \frac{(1-\alpha)(\beta+1)(\beta-1)}{\alpha\beta} - \frac{\alpha\beta-\beta-1}{\alpha} \tag{2.40}$$

分析式(2.39)及(2.40)知，两者有一部分是一样的。式(2.40)中的 $-\frac{(1-\alpha)}{2\alpha\beta}$，对于一般的卡塞格林系统，即 $0<\alpha<1$，$\beta<-1$，此值总是正值，而式(2.39)总是正值，故 S_{III} 在等晕系统中总是比经典系统中要增加一些。此量随 α 及 $|\beta|$ 增大而变小。以 $\alpha=0.3, \beta=-3$ 代入式(2.39)及式(2.40)，得

$$S_{III}(\text{经典}) = 2.55$$

$$S_{III}(\text{等晕}) = 2.94$$

此时经典系统的 S_{III} 比等晕系统增加了 $\sim 15.2\%$。

5. 等晕系统的特殊情况

(1) 若令式(2.9)中 $e_1^2=0$，即主镜取球面，可得

$$\beta = \sqrt{\frac{2\alpha}{\alpha-1}} \tag{2.41}$$

分析此式可知：$0<\alpha<1$ 时无解；$\alpha<0$ 时，β 有解；当 $-1<\alpha<0$，则 $|\beta|<1$，即副镜放大率一定小于1。例如：

设 $\alpha=-0.2$，则 $\beta=0.57735$，$e_2^2=0.31699$；

设 $\alpha=-0.3$，则 $\beta=0.67937$，$e_2^2=0.25713$。

从以上的 e_2^2 值可知，副镜是一个偏离球面不大的椭球面。所以，这个系统从加工角度看是很有利的，但是要注意到

β 小于 1，系统焦点很靠近副镜，深藏在镜筒上端是不方便之处。按比例画出此系统如图 2.11 所示。

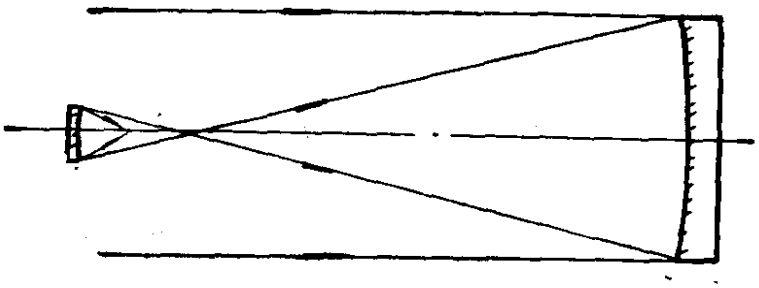


图 2.11

(2) 若令式(2.9)式中 $e_2^2=0$，即副镜取球面，可得

$$\alpha=1+\frac{2\beta}{(1+\beta)(1-\beta)^2} \tag{2.42}$$

计算几个不同的 β 值对应的 α 值及 e_1^2 和 $\mathring{R}_2$，列于表 2.7。

表 2.7

β	α	e_1^2	$\mathring{R}_2$
3	1.375	0.18518	1.03125 $\mathring{R}_1$
2.5	1.63492	0.176	1.16780 $\mathring{R}_1$
2	2.33333	0.125	1.55556 $\mathring{R}_1$
1.618034	4.23607	0	2.61803 $\mathring{R}_1$

$e_2^2=0$

从表 2.7 中可以看出，得到的是副镜大于主镜的系统。最后一组表示主镜也是球面，进一步分析可知两个球面球心重合，并此时 S_{III} 也等于零，这个系统以后还要讨论到。这种系统的形状如图 2.12 所示。

(3) 令式(2.9)中 $\beta=-1$，得

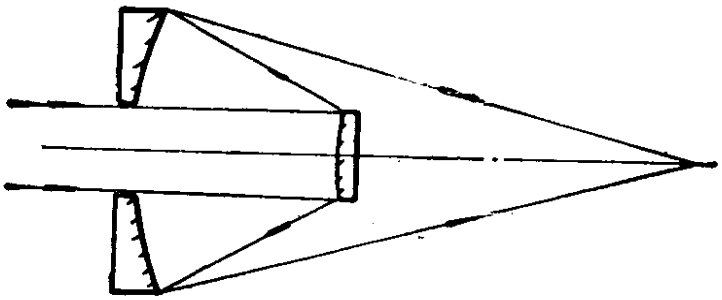


图 2.12

$$e_1^2 = 1 + \frac{2\alpha}{1-\alpha},\quad e_2^2 = \infty,\quad \mathring{R}_2 = \infty$$

虽然 $e_2^2 = \infty$ 是一个极限情况的双曲面，似乎没有实际意义，但这时 $\mathring{R}_2$ 也为∞，实际上副镜是一个“变了形”的平面镜.马克苏托夫第一次提到这种等晕反射系统[5]. 它的主要缺点是副镜遮光比必须很大才能将焦点引出主镜背后，否则焦点只能缩在镜筒里面. 以 $\beta = -1$ 代入式(2.3)中 S_{III} 的表达式，得 $S_{III} = 1$，与 α 无关. 它的象散比 R-C 系统及经典卡塞格林系统都要小很多. 只要 $0 < \alpha < 1$，它的主镜总是双曲面.

6. 库特系统及同心系统

(1) 根据 $S_I = S_{II} = S_{III} = 0$ 的条件，即式(2.19)，分析其中第一式，即 $\alpha = 2\beta + 1$. 当 $0 < \alpha < 1$ 时，β 总是在 0 和 −1 之间，即 $-1 < \beta < 0$. 或者说副镜总是将主镜焦距缩短而物点和象点在副镜的两侧. 再根据式(2.1)，可知 $\mathring{R}_2$ 与 $\mathring{R}_1$ 必定异号，即两个都是凹镜(假定主镜是凹面). 以不同的 α 值代入式(2.19)的第一式求出 β 值，再计算副镜到系统焦点之距离 l_2' 及两镜间距离 d(见表 2.8).

表 2.8

α	β	l_2'	d
0.2	−0.4	−0.08	0.8
0.4	−0.3	−0.12	0.6
0.6	−0.2	−0.12	0.4
0.8	−0.1	−0.08	0.2
0.9	−0.05	−0.045	0.1
0.95	−0.025	−0.02375	0.05
0.99	−0.005	−0.00495	0.01

从表 2.8 可看到 d 的值始终大于 l_2' 的绝对值，故可以得到一个重要的结论：库特系统的焦点不可能引出至主镜后面。库特系统的一般形状如图 2.13 所示。

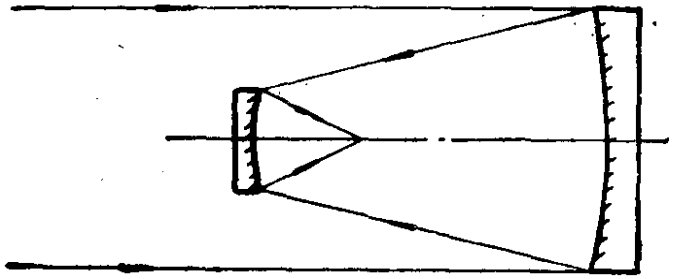


图 2.13

(2) 若令式(2.19)中 e_1^2 及 e_2^2 均为零，都解出 $\beta=1.618034$，这是一个巧合。这说明，主、副镜均为球面时有解，但这时对应的 α 为 4.236068，由此知副镜一定大于主镜，且两者同号。这个系统的形状如图 2.14。将 α 及 β 之值代入式(2.1)，得 $\mathring{R}_2 = 2.618034\mathring{R}_1$，即 $\mathring{R}_2 - \mathring{R}_1 = 1.618034\mathring{R}_1$。再根据式(2.33)可求得两镜间距离 $d = 1.618034\,\mathring{R}_1$，即 $d = -(\mathring{R}_2 - \mathring{R}_1)$。所以两镜间距离等于两镜曲率半径之差，就是说，两镜的曲率中心相重合。这就是著名的同心系统，最早是

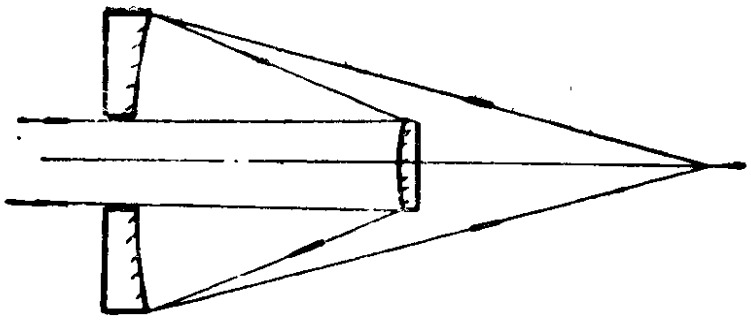


图 2.14

作显微镜物镜系统用，后来在其它场合也有重要的应用。

7. 史瓦希尔德系统

根据 $S_{\mathrm{I}} = S_{\mathrm{II}} = S_{\mathrm{IV}} = 0$ 的条件，即式(2.20)，以其中的第一式代入式(2.1)，得 $\mathring{R}_2 = \mathring{R}_1$。这就是众所周知的平象场条件，主镜与副镜曲率半径相等。从图 2.1 知，从主焦点到系统焦点之间的距离为 $\alpha - \alpha\beta$。此值如小于 1，则系统焦点在主镜与副镜之间(见表 2.9)。

表 2.9

α	β	$\alpha - \alpha\beta$
0.1	−1.11	0.21
0.2	−1.25	0.45
0.3	−1.4286	0.7286
0.4	−1.6667	1.066
0.45	−1.8182	1.2682
0.5	−2	1.5

从表 2.9 可以看出，只有当副镜遮光比相当大时，才能将系统焦点引到主镜后面。这个系统实际上是在 R-C 系统之

上再加一个 $S_{IV}=0$ 的条件，理应符合 R-C 的解。验证：以 $\alpha=0.4,\beta=-1.6667$ 代入式(2.20)求 e_1^2 及 e_2^2，得

$$e_1^2=1.48,\quad e_2^2=34.749997$$

代入式(2.9)亦得

$$e_1^2=1.48,\quad e_2^2=34.749997$$

所以也可以说，这是一个平象场的 R-C 系统。

8. 一个新系统

式(2.29)两组解中，第一组是一个副镜大于主镜的消球差、彗差和象散的平象场系统，从前没看到有人提出过。按比例画出其结构如图 2.15 所示，可作为优质显微镜头用。式(2.29)中第二组是发散系统。

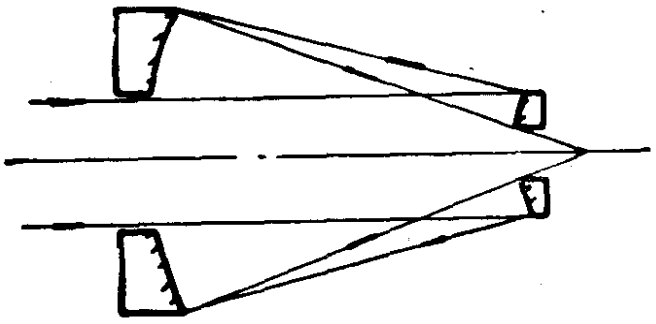


图 2.15

9. 无焦系统

式(2.30)的三组解中，前两组解没有实际意义，第三组解是一个无光焦度系统，即以平行光出射。按比例画出其结构如图 2.16，它具有实际用处，例如用作优质激光扩束系统。它的主镜和副镜都是抛物

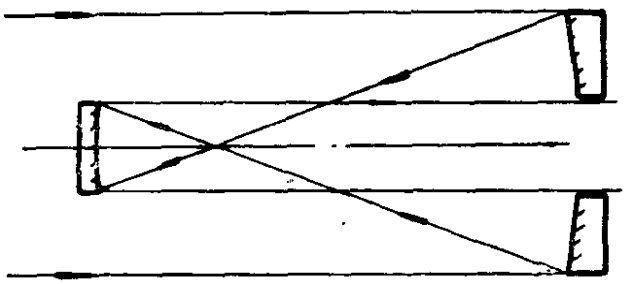


图 2.16

面，副镜的焦距及口径为主镜的三分之一。

2.3 两镜系统的具体设计过程

两镜系统的最大优点是：1)口径有可能做得较大，远远超过透镜的极限尺寸。2)镀反射膜后，使用波段很宽，有铝、金、银等膜层可供选择，因而从紫外到远红外都能达到很高的反射率。3)采用非球面之后，有较大的消象差能力，因而光学系统结构简单，象质优良。但是，两镜系统也存在一定的缺点，主要是：1)不易得到较大的、象质优良的视场。2)由副镜引起的中心遮光，有时占很大比例。3)非球面比球面难以制造。第三个缺点是相对的，也是可以从技术上加以克服的。了解这些，有助于我们根据任务的技术要求来选用两镜系统。用得最多的还是卡塞格林型的 R-C 系统，所以我们以这种系统为例介绍设计过程。对于其它系统的设计，原则上是一样的。

R-C 系统的设计步骤(参见图 2.17)：

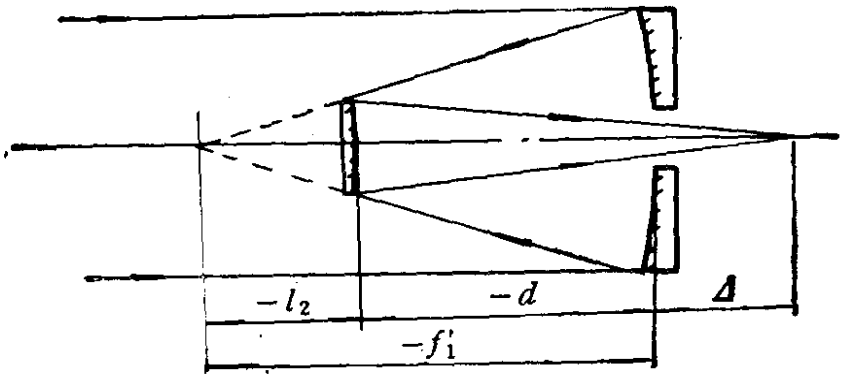


图 2.17

(1) 由仪器的总体设计提出光学系统的通光口径及总的相对口径。

(2) 选择主镜的相对口径。主镜相对口径的选择和多方面因素有关，在经典卡塞格林及 R-C 系统中，主要和系统相对口径有关。若系统焦距较长，主镜相对口径可以取小一些，即焦距长一些，容易加工。若系统焦距很短，则主镜焦距必须很短，从而相对口径就大。从缩短镜筒长度来说，当然主镜相对口径愈大愈有利，但加工难度增加，加工难度和相对口径立方成正比。所以这个数值是要综合几方面的因素来定的，一般取 1:3，现在很少用 1:4。大望远镜愈来愈多采用 1:2 甚至更大的主镜相对口径。

(3) 确定焦点的伸出量 Δ。消象差的独立变量中，与轮廓尺寸有关的是 α 及 β。在实际系统中，焦点的伸出量 Δ 是重要的，因此先要确定 Δ 值。当 Δ 值很大，又要维持一定的 β 值不太大，则势必要增大 α 值，从而中心遮光增大。如果不想增大中心遮光，只能增大主镜的相对口径，允许副镜放大率增加。

(4) 确定 β 值。当主镜相对口径确定后，β 值就定了。β 等于系统焦距与主镜焦距之比。在 R-C 系统中 β 是负值。

(5) 确定 α 值。Δ 及 β 定了之后，副镜的位置(由 l_2 和 α 决定)也就定了，考虑到符号规则，有

$$l_2 = \frac{-f_1' + \Delta}{\beta - 1}$$

$$\alpha = \frac{l_2}{f_1'}$$

(6) 算出副镜顶点曲率半径 $\mathring{R}_2$ 及两镜间距离 d：

$$\mathring{R}_2 = \frac{\alpha \cdot \beta}{\beta + 1} \cdot \mathring{R}_1$$

$$d = f_1'(1 - \alpha)$$

主镜的曲率半径 $\mathring{R}_1$ 根据主镜口径及相对口径决定，即

$$\mathring{R}_1 = 2 \times \frac{\text{主镜口径}}{\text{主镜相对口径}}$$

(7) 算出主镜及副镜的面形系数 e_1^2 及 e_2^2. 现在在四个独立变量中，α 及 β 已确定，只剩下 e_1^2 及 e_2^2 两个变量，所以最多只能满足两个条件. 如取经典卡塞格林系统，则两个条件是: 主镜为抛物面及系统消球差 ($e_1^2 = 1, S_{\text{I}} = 0$); 也可以取主镜为球面，系统消球差 ($e_1^2 = 0, S_{\text{I}} = 0$)，或副镜为球面，系统消球差 ($e_2^2 = 0$, $S_{\text{I}} = 0$). 如果要求系统既消球差，又消彗差 ($S_{\text{I}} = S_{\text{II}} = 0$)，则主、副镜面形不能随意定，即 R-C 系统. 将上面求得的 α 及 β 值代入式(2.9)，即算出 e_1^2 及 e_2^2.

(8) 上机优化. 以上七步是用高斯光学和三级象差理论解出两镜系统的初步结果，最后是将初步结果的数据送入计算机，用光学设计自动优化程序进行优化. 对于 R-C 系统，只要用 e_1^2 及 e_2^2 作为优化变量，轮廓尺寸可以完全不动.

设计实例:

(1) 设计一个 $D = 2160$ mm，系统相对口径为 1:9 的天文望远镜 R-C 系统. 焦点引出主镜之后，可配接各种光谱、光度观测设备，等等.

这是一个比较典型的系统，一般取主镜焦比为 1:3，故主镜焦距 f_1' 为 −6480 mm. 焦点伸出量 Δ，要考虑到主镜玻璃厚度及主镜轴向支承系统占用的空间，由望远镜总体设计给出 $\Delta = 1250$ mm. 因此，可算出副镜位置 l_2 及 α 为

$$l_2 = \frac{6480 + 1250}{-3 - 1} = -1932.5\,\text{mm}$$

$$\alpha = \frac{-1932.5}{-6480} = 0.2982253$$

将 α, β 之值代入式(2.9),得

$$e_1^2 = 1.0944353, \quad e_2^2 = 5.0687197$$

主镜顶点曲率半径 $-\mathring{R}_1 = 2 \times 3 \times 2160 = 12960\text{mm}$，副镜顶点曲率半径 $\mathring{R}_2 = \frac{\alpha\beta}{\beta+1}\mathring{R}_1 = -5797.5\text{mm}$，两镜间距离 $d = -6480 \times (1-\alpha) = -4547.5\,\text{mm}$.

至此，这个 R-C 系统的光学初步设计完全确定. 计算机优化的结果是:

$$e_1^2 = 1.0951347, \quad e_2^2 = 5.077526$$

可见，三级象差理论得到的结果已相当准确，e^2 的这点差别，在实际加工和检验主、副镜时测量距离不准所引起的 e^2 误差有可能达到同一量级.

(2) 设计一个用于人造卫星上的 R-C 系统，$D = 250$ mm，系统焦距为 1000mm，焦点伸出距离 $\Delta = 180\text{mm}$，要求镜筒长度尽可能短些.

这个系统总的相对口径较大(1:4)，而且伸出距离相对也大，因此较难安排. 下面可以看到，难处最后落在主镜相对口径上. 先假定取主镜焦比为 1:2，即主镜焦距为 −500mm，顶点曲率半径为 −1000mm. 从主镜焦点到系统焦点的距离为 $500 + 180 = 680$ mm. 副镜的放大率应为 $2(\beta = -2)$，故副镜离主镜焦点的距离应为

$$l_2 = \frac{680}{-3} = -226.667\ \text{mm}$$

而

$$\alpha = \frac{-226.667}{-500} = 0.4533333$$

从而

$$e_1^2 = 1.4146341,\ e_2^2 = 16.317073$$

由于这是一个用于卫星上的探测系统，从总体角度希望镜筒尽量短些，副镜遮光尽量少些。现 $\alpha = 0.453$，中心遮光损失达 20.6%，镜间距离为 $-500+226.667 = -273.333$ mm，要考虑改善的可能性。经过再三衡量，将主镜焦比提高到 1:1.2，即主镜焦距取 −300 mm，按同样过程可以求出：

$$\alpha = 0.3696667,\ \beta = -3.3332632$$

$$e_1^2 = 1.1055676,\ e_2^2 = 4.2816786$$

$$\mathring{R}_1 = -600\text{mm},\ \mathring{R}_2 = -316.86\text{mm}$$

$$d = -189.10\text{mm}$$

这样，镜间距离降到 200mm 以内，副镜遮光损失降到 13.7%。对于红外探测，接收到的能量本来就很紧张，增加 7% 的光能是一个很可观的数目。其代价是主镜焦比从 1:2 提高到 1:1.2。但主、副镜的非球面系数有所降低。非球面系数和相对口径的三次方成正比，和 e^2 是线性关系，所以总的难度还是增加了一些。这个例子的计算机优化结果是

$$e_1^2 = 1.10600,\ e_2^2 = 4.28839$$

从以上两个例子可以清楚地看到，R-C 系统用这里介绍的办法得到初步设计结果是很方便的，用最简单的计算器，在不到几分钟的时间就可以完成初步设计。而初步结果离优化结果也是很接近的，优化过程占用计算机的时间也极少。

格里哥里型系统（参见图 2.18）对用于目视直接观察来说，最大的优点是给出正象，不用正象棱镜就能做成地面观察用望远镜。原则上，格里哥里型与卡塞格林型系统的设计是

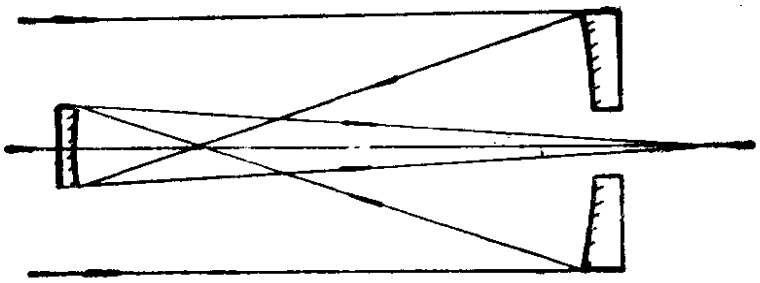


图 2.18

一样的，但由于前者副镜放在主焦点之后，即 α 为负值，当副镜放大率相同时，系统焦点不能引到主镜背后。或者是，要将系统焦点引出主镜背后，就要增加副镜放大率，也就是减小系统的相对口径。在同样的副镜中心遮光比条件下，主、副镜之间的距离增加了 $2\alpha f_1'$，如果要保持与卡塞格林型系统有同样的副镜放大率及焦点引出量，则副镜遮光比就要增加。

举例来看。设计一个口径为 100mm，焦距为 900mm 的两镜系统。主镜焦距取 300mm，即 $f_1' = -300$，Δ 取 60mm。

若为卡塞格林型，则 $\beta = -3$，可得

$$l_2 = \frac{300 + 60}{-3 - 1} = -90\,\text{mm}$$

$$\alpha = \frac{-90}{-300} = 0.3$$

若为格里哥里型，则分以下几种情况：

(1) 保持副镜遮光比及放大率相同，即 $\alpha = -0.3$，$\beta = 3$，则

$$l_2 = \alpha \cdot f_1' = 90\text{mm}$$

$$l_2' = 90 \times 3 = 270\text{mm}$$

而两镜间距离 $d = f_1'(1 - \alpha) = -300 \times 1.3 = -390\text{mm}$，

故焦点引出量 $\Delta = l_2' - (-d) = 270 - 390 = -120\text{mm}$，即焦点在主镜之前 120mm.

（2）假如要有相同的副镜遮光及焦点引出量，即 $\alpha = -0.3$，$\Delta = 60\text{mm}$，则

$$l_2 = 90\text{mm}$$

$$\beta = \frac{90 + 300 + 60}{90} = \frac{450}{90} = 5$$

故系统焦距为 1500mm，而相对口径变为 1:15.

（3）假如要保持副镜放大率为 3，而焦点引出量仍为 60 mm，则

$$l_2 = \frac{300 + 60}{3 - 1} = 180\text{ mm}$$

$$\alpha = \frac{180}{-300} = -0.6$$

即副镜遮光损失要增加很多.

2.4 二次曲面凹面镜的检验方法

这里要介绍的二次曲面检验方法，主要是用辅助镜得到同心光束而进行零位检验. 用辅助镜又可分为无象差点法及补偿法. 无象差点法中凹椭球面又可以不用辅助镜而独立检验. 扁球面（$e^2 < 0$）没有无象差点，所以不能用无象差点法检验.这里将要用到第一章里介绍的关于二次曲面的光学-数学性质. 重申一次，下面凡是提到二次曲面的焦点是指解析几何上的焦点，不是光学上的焦点. 只有对于抛物面的焦点，解析几何上与光学上才是一致的.

1. 无象差点法检验

(1) 凹椭球面的检验。

根据平面椭圆曲线的数学特性，即曲线上任意一点 P 的法线平分两焦点与该点构成的平面角（图 2.19），我们如在凹椭球面的一个焦点上放置点光源，则在另一个焦点上得到点光源完善的象.或者说，从一个焦点发出的同心光束经凹椭球面反射后在另一个焦点得到完好的会聚同心光束。这个特性给凹椭球面检验带来很大方便。有用辅助镜面与不用辅助镜面两种办法(图 2.20).图 2.20(a)为用辅助镜面的方案，辅助镜面为一凸的(凹的也可以)球面，镀反射膜，球心与椭球面的一个焦点 C 重合。在另一个焦点处用刀口仪即可进行自准检验.从 C'发出的同心光束经凹椭球面反射后聚向 C 点，遇到辅助球面，按原光路反回到 C' 点。图 2.20(b)是不用辅助球面的方案，这时只要将点光源移到 C 点，而在 C' 点放置刀口.

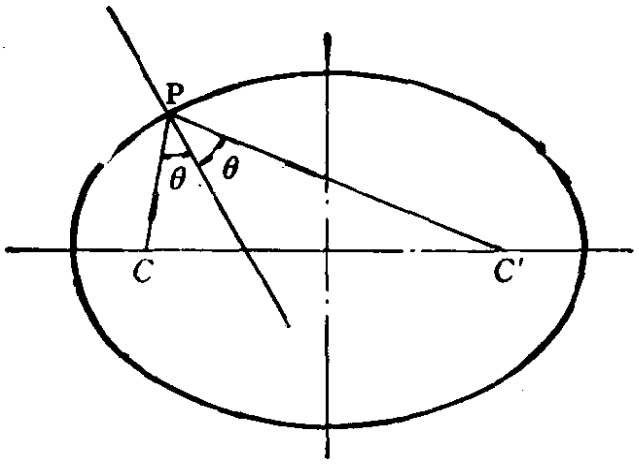
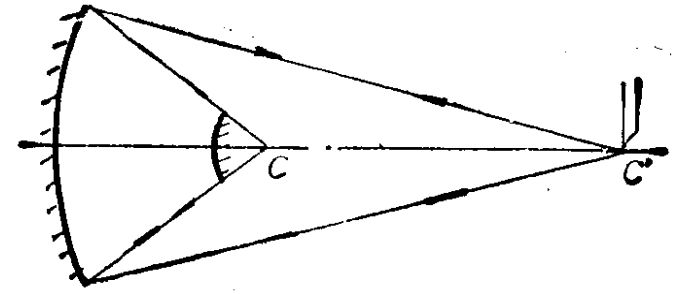
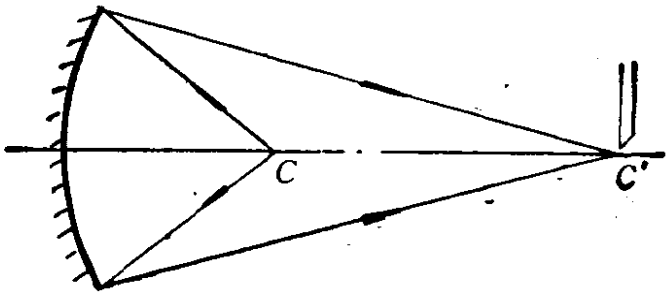


图 2.19

光学设计给出的二次曲面参数是 $\mathring{R}$ 及 e^2，检验时需要知道两个焦点到椭球面顶点的距离，根据式 (1.11) 可以方便地算出。在接触到实际问题时，我们必须考虑到一些具体情况来判断哪个方案可行。主要考虑的问题是光束张角及中心



(a)



(b)

图 2.20

遮光问题. 不论用图 2.20 (a) 或(b) 方案，在 C 点总是要有东西，不是球面辅助镜就是点光源设备. 要注意它们的尺寸所造成的中心不能检查到的区域是否超过该椭球面在使用时的中心遮光区. 不能检查到的区域不是辅助球面或点光源设备的直接尺寸，而是从 C' 点向椭球面投射光束产生的投影尺寸(见图 2.21). 光束张角问题在用辅助球面方案中容易解决，因为辅助球面可以做得相对口径很大，甚至半球. 若用图 2.20 (b) 方案，则必须考虑到 C 点处的光源有足够大的光束张角，使椭球镜全部照亮. 以前为了得到大的光束角度，或是专门设计广角光源(见附录一)，或是用高倍显微镜物镜产生. 在光纤普及以后，用光纤产生点光源一般就能得到相当大的

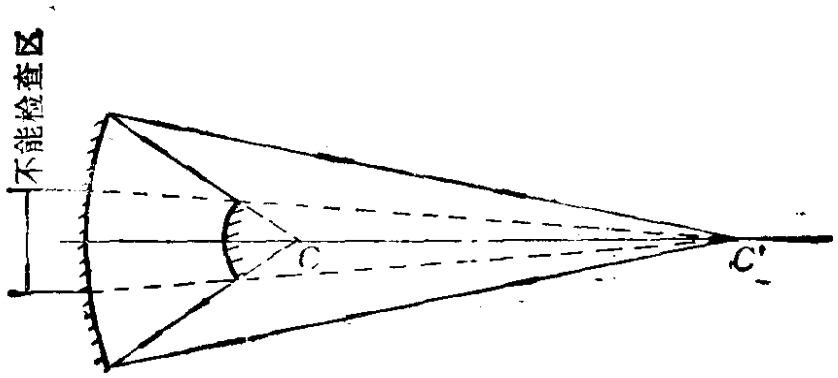


图 2.21

张角. 用光纤的另一个好处是它造成的中心遮光区很小. 光纤的芯径有较大的选择余地，在面形精度尚低时用较粗的光纤,而在快接近完善时用细一些的.

椭球面的 e^2 值如很接近 1 时，它的 C' 焦点总是离顶点很远，可能达到几十米甚至更长，在实验室里很难安排. 这时，可以附加一个平行光管来进行检验(见图 2.22). 从 C 点

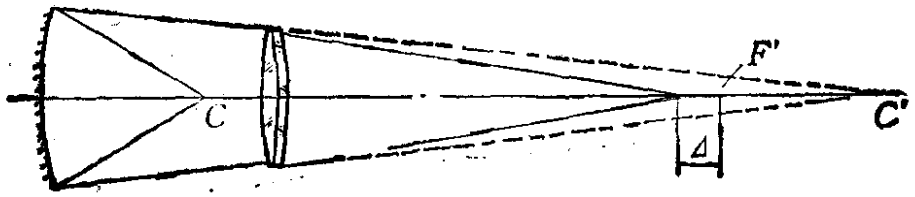


图 2.22

发出经椭球面反射的光束聚到平行光管的焦点之前少许. 偏离原焦点的量 Δ 可以根据牛顿公式算出.可在该处放置刀口，但要注意，这个偏离造成平行光管象质的变坏不应超过允许范围,一般物距如大于平行光管焦距的 30 倍,是允许的,但最好经光学设计计算.

计算实例：

检查一个 ϕ200mm，$e^2 = 0.98$，$\mathring{R} = 800$mm 的凹椭球面．根据式(1.11)，算得

$$c - a = 402.02\text{mm}$$

$$c + a = 79597.98\text{mm}$$

这时需用将近 80 m 的长廊，一般不易办到．我们可以在离椭球面顶点约 600mm 处放一个 ϕ200mm，$f = 2000$mm 的平行光管，这时平行光管接受物距为 79m 的会聚光，故聚焦点将在原来的焦点之前，偏离量按牛顿公式计算为

$$\Delta = \frac{2000^2}{79000} = 50.63\,\text{mm}$$

所以我们只要将刀口放在平行光管原焦点之前 50.63 mm 即可检验(见图 2.23)．

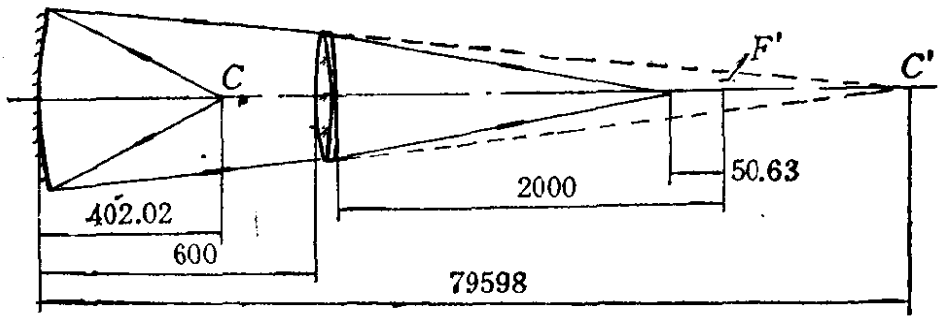


图 2.23

(2) 凹抛物面检验．

抛物面可以看做是椭球面的极限情况，即其一个焦点 C' 位于无穷远，另一个焦点与光学焦点重合．轴上平行光束经凹抛物面会聚成完善同心光束．为此，进行无象差点检验需要用一个同等口径的标准平面镜或平行光管．

用标准平面镜进行自准检验的光路可以有多种. 如果平面镜上有中心孔,则可将抛物面镜的焦点引到平面镜背后,如图 2.24 (a), 也可以再加一个小的 45° 平面镜将焦点引到侧面,如图 2.24 (b). 如抛物镜中心有孔, 也可以缩短两镜之间的距离,使光线在平面镜上反射三次,见图 2.24 (c).

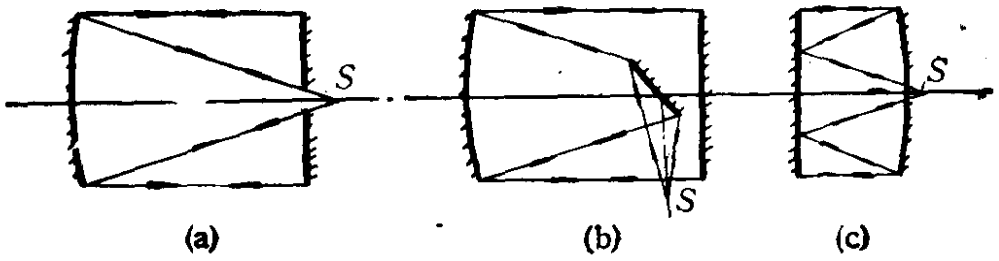


图 2.24

用平行光管进行检验, 可以在抛物面镜焦点上放置点光源,而在平行光管焦点上放置刀口.

无论用平面辅助镜或平行光管, 都要注意点光源的光束张角. 在抛物面镜的相对口径很大时 (大于 1:2), 最好用平行光管来检验.

(3) 凹双曲面检验.

双曲线有对称的两支,由于二次曲线的公共表达式为

$$y^2 = 2\mathring{R}x - (1 - e^2)x^2$$

我们这里应取右边的一支作为镜面. 根据解析几何, 双曲线上任意一点 P 的法线平分两个焦点与 P 点构成的平面角. 故从一个焦点 C 发出的同心光束经双曲面反射后一定是通过另一焦点的同心光束.对于凹双曲面,实际上是射向虚焦点 C 的会聚同心光束,经双曲面反射后向 C' 点会聚成完善的同心光束(见图 2.25). 所以其无象差点检验,要用一个辅助凹球面, 使球心 O 与虚焦点 C 重合,构成自准光路,见图 2.26. 焦点 C

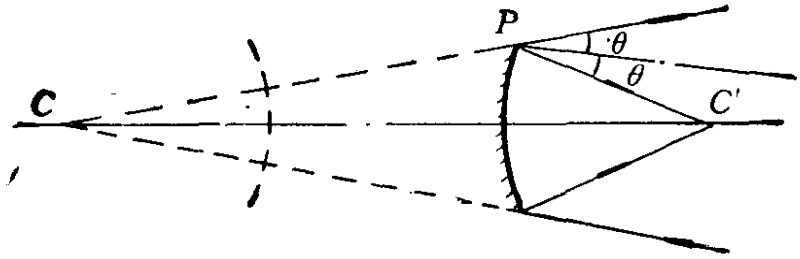


图 2.25

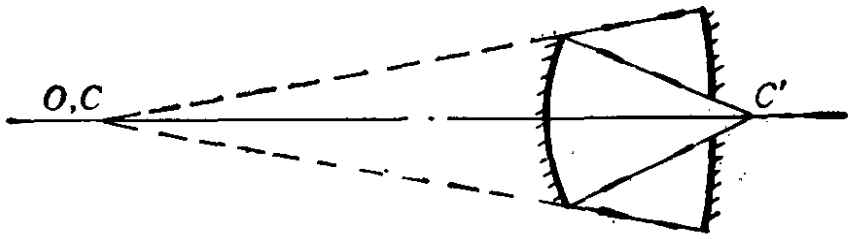


图 2.26

及 C' 的位置由式(1.12)算出.

实际中,要注意使 C' 点在辅助球面镜的背后，这样比较方便. 但也要注意辅助球面镜的中心孔造成双曲面镜上检验不到的区域是否不大于双曲面镜的非工作区. 辅助球面镜的曲率半径没有严格要求，往往用作图法得到. 而加工时也可以放宽对半径值的要求，待实测出磨好的球面曲率半径后再决定其应放的准确位置. 当双曲面很接近于抛物面时，辅助球面的曲率半径很大,难于制造及准确测量. 这时,也可以用平行光管偏离原焦点来使用. 例如，检验一个 ϕ 200 mm，$e^2 = 1.02, \mathring{R} = 800$mm 的双曲面,根据式(1.12)可算出,虚焦点 C 到曲面顶点距离 $a + c = -80398.02$ mm,实焦点 C' 到顶点距离 $a - c = 398.02$ mm. 平行光管离 C 点距离约 80.8 m,假定也是用焦距为 2000 mm 的平行光管,则这时偏离量为

$$\Delta = \frac{2000^2}{80800} = 49.50\,\text{mm}$$

这里聚焦点应在原焦点之后(见图 2.27)，而平行光管的口径应略大于 $\phi 200$ mm.

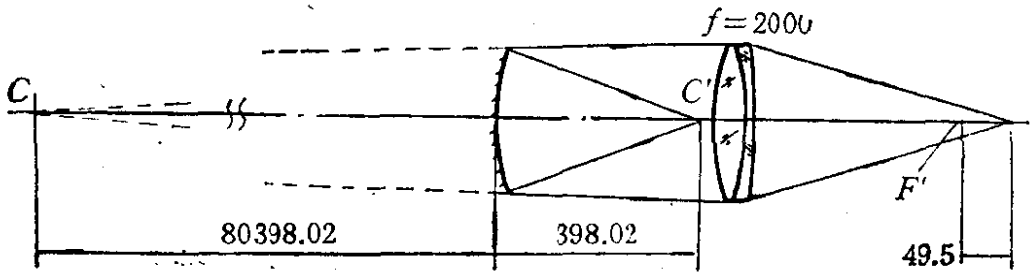


图 2.27

2. 补偿检验

曲面上，任意一点的法线垂直于该点的切平面. 因此，一条光线沿法线射向曲面，则沿原光线反射回来. 补偿检验一般是遵照这个原则设计辅助镜或系统. 由式(1.9)及(1.10)，可以算出二次曲面上各带的法线与光轴的交点位置及交角，即法线象差，这相当于轴上一束有球差的光束. 所谓补偿就是使这束有球差的光经过一个透镜或反射镜变成完好的会聚同心光束，即消除其轴上球差. 这样，我们在最后的会聚点放置刀口仪，就能进行自准零位检验.

补偿镜的原则应该是容易加工制造并达到较高精度，本身检验不再需要专门的辅助镜，故最好是球面的，也可以考虑采用凹的椭球面. 补偿检验还有一个重要问题必须考虑，就是剩余象差.和无象差点法不同，补偿检验在设计时只能做到使二次曲面边缘点的法线象差消除，即边缘法线和近轴法线经补偿镜或系统后与光轴交在同一点，其它各带法线往往是

不交在同一点。加工时总是修到看不出误差为止，即所谓"零位"。这样一来，最后镜面上各带法线就不和理论位置一致而造成了镜面误差。因此，在设计时除了消好边缘法线象差外还要计算 0.707 带的法线剩余象差并折算到波面误差的大小。如果剩余的波面误差值超过了允许值，例如 $\frac{\lambda}{8}$ 或 $\frac{\lambda}{10}$，则要考虑重新设计或用其它方案。补偿镜可以用透镜，也可以用反射镜。下面将分别讨论。

（1）透镜补偿。

从第一章对二次曲面的讨论知道，对于 $e^2>0$ 的曲面，其法线象差相当于负球差；而 $e^2<0$ 的曲面，法线象差相当于正球差。另外我们也知道，单个的正透镜可产生正球差，单个负透镜可产生负球差。所以，我们预先从原则上知道要补偿 $e^2>0$ 的法线象差一定要用正透镜，而补偿 $e^2<0$ 的要用负透镜。

对于相对口径较小，例如小于 1:5 的 $e^2>0$ 的镜面，可用单个正透镜置于镜面曲率中心之前（如图 2.28所示）。法线

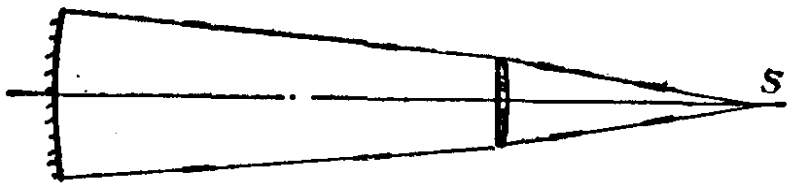


图 2.28

经过正透镜后要增大光束的会聚角。另外，二次曲面相对口径小，则补偿后的剩余法线象差不会太大，补偿透镜的插入位置有很大的选择余地。离曲率中心近，则口径可以小些，但太近是不利的，因为剩余象差将比较大。插入位置一般视被检镜

面大小而定，可使补偿镜的口径大约在 ϕ50—100 mm 之间．对于特大的天文镜面，例如 5 m 及 6 m 镜面，应更大一些，可以到 ϕ200 mm 左右．

对于相对口径较大的二次曲面，图 2.28 的方案往往带来太大的剩余象差．这时要采用 Offner 提出的办法[6]，将补偿镜移到曲率中心之后，而在曲率中心附近加场镜（见图 2.29）．场镜将待检镜面的口径成象到补偿镜上，这样可以大大降低剩余象差．

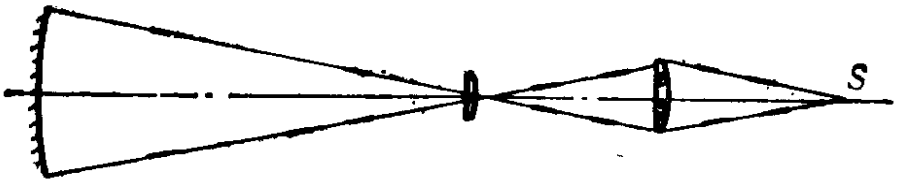


图 2.29

对于 $e^2 < 0$ 的二次曲面，要用负透镜来补偿，负透镜是发散透镜，只能放在曲率中心之前，所以无法加场镜．补偿后的光束孔径角要比原来的小（参见图 2.30）．实际中 $e^2 < 0$ 的凹镜很少遇到，一般 e^2 的绝对值也很小，带差不十分严重．

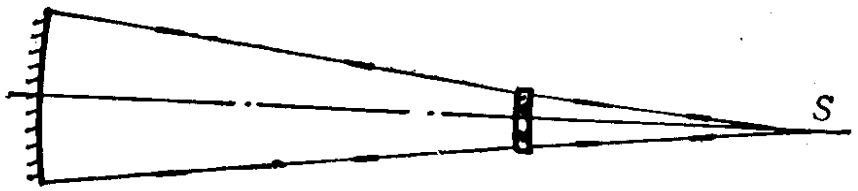


图 2.30

设计补偿透镜时，原则上应先用三级象差理论解出透镜的初始半径数据，然后进行光线追迹，要逐步修改半径值，直到边缘法线和近轴法线通过补偿透镜后与光轴的交点完全重合为止．解初始结构，可以利用单透镜的象差表达式，设一个

单透镜对轴上一点M成象，带高为y时，象点位置在M'_y(见图2.31)。此时，物距为s，其倒数为σ，象距为s'_y。透镜两个表面的曲率半径为R_1及R_2，其曲率为ρ_1及ρ_2。再设透镜材料对我们检验时所用波长的折射率为n，则根据Максутов导出的公式[7]，透镜在带高y时的球差$s'_0 - s'_y$为

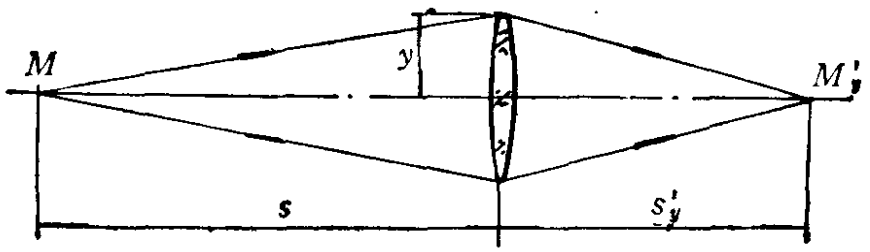


图 2.31

$$
\begin{aligned}
LA'_y = -y^2 \frac{(n-1)(\rho_1-\rho_2)}{2n[(n-1)(\rho_1-\rho_2)+\sigma]^2} \\
\times\{n^3(\rho_1-\rho_2)^2 - n(\rho_1-\rho_2) \\
\times[(\rho_1-\sigma)(2n+1) - n\sigma] \\
+ (\rho_1-\sigma)[(\rho_1-\sigma)(n+2) \\
- 2n\sigma]\}
\end{aligned}
\tag{2.42}
$$

其中各长度量的符号规则按中国的习惯，即在左边为负，右边为正。LA'_y的值应与法线象差相抵消，即反号相等。如果补偿透镜插在曲率中心之前，则当插入距离s决定之后，σ及y也就定了。式(2.42)中，$(\rho_1-\rho_2)$代表透镜的焦距，它和补偿后的光束会聚点位置有关，我们可以相对自由地选择。$(\rho_1-\rho_2)$决定后，这个透镜就决定了，因为式(2.42)中ρ_1是唯一的未知量，可以解出。但从式(2.42)中解析地求ρ_1之值是非常繁复的。实际上可以在定了$(\rho_1-\rho_2)$值之后，任意地定3—4个ρ_1值，计算不同的LA'_y值，与应有的法线象差值比较，

用插入法或画出曲线用图解法找出近似的 ρ_1 之值。

现在计算机已很普及，实际上只要编一个简单的自动计算程序，当给定 n 及插入距离 s 和最后象点位置 s' 之后，先算出透镜应有的焦距，直接用试算的办法"弯曲"透镜达到消球差，求出 R_1 及 R_2。但若 s 及 s' 定得不太合理，"弯曲"透镜不能得到结果时，也可放弃原定的 s' 值，只变第二个半径以消球差。

如用 Offner 补偿系统，首先也是要定下它的口径及光束最后会聚点位置。一般以光束角度为 1:3—1:6 左右为宜，不是严格的。补偿镜口径决定后，它离曲率中心的距离决定于二次曲面镜法线的孔径角，也是定了的。场镜将待检镜面成象在补偿镜上，故它的焦距也是可以算出了。场镜的形状，即其两个半径的分配，关系不是太大。Offner 补偿镜的初始值也可以用式(2.42)解出，但同样非常繁复，故也是可以试算一些不同的 R_1, R_2 值，用插入法或图解法找出。再用自动计算程序，逐步改进，用 PC-1500 机就可很快算出 R 的精确值。

Offner 系统有一个很重要的实际问题必须考虑，即场镜表面反射从点光源过来的光，在刀口处形成"鬼象"，干扰检验。因场镜在光束的会聚点附近，"鬼象"成在离刀口不远处，观察时，镜面阴影图将被掩盖。解决的办法之一是在场镜表面镀高透过膜，另一个办法是设计时使场镜离被检二次曲面的曲率中心远一些。但第二个办法的场镜带来一定的球差，与补偿镜的球差共同起作用。为了消除带球差，待检镜与补偿镜对场镜的共轭成象关系就要受到破坏。下面举几个情况不同的例子。

(a) 凹双曲面镜，$\mathring{R} = 15809.409\text{mm}$，$e^2 = 18.8$，$D =$

350mm. 单片补偿镜设计结果：第一面离待检双曲面距离为 −15000mm，$s_0 = 809.409$mm，结构参数为

$$R_1 = 76.4\text{ mm}\qquad R_2 = -3000\text{ mm}\qquad d_1 = 10\text{ mm}\quad n_D = 1.5163$$

象点离最后表面 $s' = 119.3059$ mm，边缘球差 $LA' = 0.000238$mm，带球差 $LA'_{0.707} = -0.00739$mm，补偿镜通光口径 $\phi = 17.86$mm，剩余波象差 $W = 0.00175\mu$m.

(b) 凹双曲面镜，$\mathring{R} = 600$mm，$e^2 = 1.1221187$，$D = 250$mm. 场镜不在曲率中心的 Offner 补偿系统结果：第一面离双曲面镜距离为 −674.59161 mm，$s_0 = -74.59161$mm，结构参数为

$$R_1 = 148.559\text{ mm}\qquad d_1 = 7\qquad n_D = 1.5163$$
$$R_2 = -148.559\text{ mm}\qquad d_2 = 1375\qquad \text{空气}$$
$$R_3 = 130.3\text{ mm}\qquad d_3 = 10\qquad n_D = 1.5163$$
$$R_4 = -114.231\text{ mm}$$

$s' = 192.6258$mm，$LA' = 0.000037$mm，$LA'_{.707} = 0.0036$mm，补偿镜口径 $\phi 57.29$mm.

相对口径特大的镜面补偿系统，虽然 0.707 带的球差已消除得很好，但我们还不能掉以轻心，应该检查一下更高级的球差是否严重. 为此，我们再计算 0.867 及 0.5 两带的球差，得到 $LA'_{0.867} = -0.0213$mm，$LA'_{0.5} = 0.0247$mm. 判断这样的球差是否可用，应从波象差及弥散圆两方面考察. 为了计算波象差，我们根据算出的各带球差拟合一个球差方程，再积分便可得到，若用到 y^6 的方程拟合，得到

$$LA'_y = 0.25424\left(\frac{y}{H}\right)^2 - 0.74428\left(\frac{y}{H}\right)^4 + 0.49004\left(\frac{y}{H}\right)^6$$

积分后波差方程为

$$W_y = \frac{H^2}{840.57^2}\left[\frac{1}{4}\cdot 0.25424\left(\frac{y}{H}\right)^4 - \frac{1}{6}\cdot 0.74428 \times\left(\frac{y}{H}\right)^6 + \frac{1}{8}\cdot 0.49004\left(\frac{y}{H}\right)^8\right]$$

上式中的 840.57 由下面的关系得到:

$$\frac{250}{57.29}\times 192.63 = 840.57$$

由波差方程算出,极大值在 0.5 带, $W_{0.5} = 0.178\,\mu m \doteq \frac{1}{3}\lambda$.

按瑞利极限已超出,但具体任务要求弥散圆直径小于0.03 mm (系统焦距为 1020 mm), 即角象差为 2.94×10^{-5} rad. 在检验点,最大弥散圆应在 0.867 带,即

$$2\rho = 0.867\times\left(\frac{57.29}{192.63}\right)\times 0.0213 = 0.0055\text{mm}$$

对应的角象差为

$$\frac{0.0055}{192.63} = 2.85\times 10^{-5}\text{rad}$$

该象差与任务要求相适应,故此检验方案尚可用.

(c) 凹扁球面镜, $\mathring{R} = 5370.7028$ mm, $e^2 = -0.2585$, $D = 406$ mm. 单片补偿镜设计结果: 第一面离待检扁球面距离为−4570.7028mm, $s_0 = 800$mm, 结构参数为

$R_1 = 200$mm
$R_2 = 186.3833$ mm
$d_1 = 5$mm $\quad n_g = 1.5163$

$s' = 876.844$mm, $LA' = -0.0000054$mm, $LA'_{0.707} = 0.00258$

mm，ϕ = 61.2mm，W = 0.000131 μm。

以上三个例子都是实际遇到的，第一例中虽然双曲面的 e^2 值很大，但镜面的相对口径很小，所以即使用单片正透镜补偿，剩余象差也不大。第二个例子，e^2 值不算大，但镜面相对口径很大，单片正透镜补偿的剩余象差很大，只能用 Offner 系统。第三个例子则相对口径及 e^2 值都较小，故补偿镜很易设计，即使插入位置很近，剩余象差也很小。

（2）反射镜补偿。

二次曲面凹面镜的反射镜补偿法首先是马克苏托夫提出的[8]。和透镜补偿的原则一样，就是使被检验镜的法线经过补偿镜反射后变成同心会聚光束。反射补偿镜的初始参数不难用解析法求出。本书作者将反射镜补偿法用于二次凸面镜的检验，并推导出简洁的求解公式[9]，可同样用于凹面镜，使凹凸面反射镜补偿公式取得了统一，参见图 2.32。其中 M_1 为补偿镜，镜面参数为 D_1，$\mathring{R}_1$ 及 e_1^2；M_2 为待检镜，镜面参数为 D_2，$\mathring{R}_2$ 及 e_2^2；S_0' 为待检镜顶点曲率中心；S_y' 为待检镜边缘带法线与光轴交点；S 为刀口仪位置。

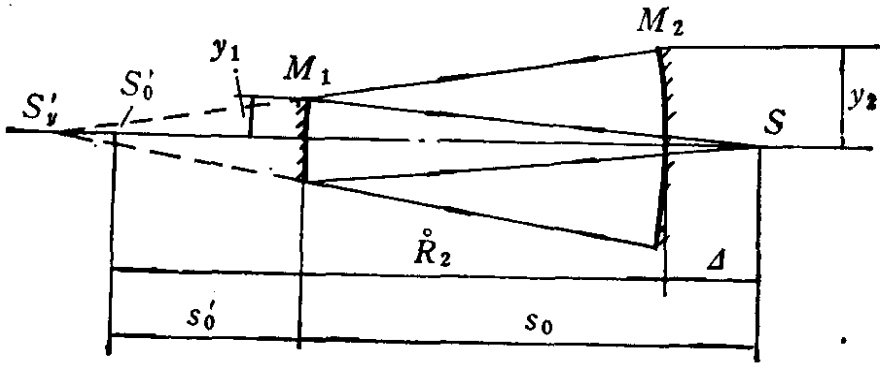


图 2.32

要达到补偿目的，必须使 S 点发出的光束经辅助镜反射后，完全沿着待检验镜的法线方向进行。这样，光束在待检验

镜上反射后，按原来方向回到 S 点。换言之，就是要使辅助镜产生的球差，等于待检验镜的法线象差。经推导，最后得辅助镜的二次曲面参数为

$$e_1^2=\left(\frac{1}{\alpha}\frac{\mathring{R}_1}{\mathring{R}_2}\right)^3\cdot\frac{e_2^2}{2\alpha}+\left(\frac{1}{\alpha}\cdot\frac{\mathring{R}_1}{\mathring{R}_2}-1\right)^2 \qquad (2.43)$$

其中 $\alpha=\frac{s_0'}{\mathring{R}_2}\approx\frac{y_1}{y_2}$ 代表补偿镜的相对大小。

另外还可得

$$\frac{\mathring{R}_1}{\mathring{R}_2}=\frac{2\alpha}{1+\alpha\frac{\mathring{R}_2}{s_0}} \qquad (2.44)$$

从图 2.32 可以得到

$$s_0=\mathring{R}_2(\alpha-1)+\Delta \qquad (2.45)$$

其中 Δ 是 S 点引出待检镜背后的距离。

现在只要确定 α 及 Δ 之后，即可求出补偿镜的 e^2 值（参见图 2.32）。如补偿镜是凹镜，则 $-\mathring{R}_1/\mathring{R}_2$ 为负值，而 α 是正值。对于 $e_2^2>0$ 的镜面，式(2.43)的第一项为负值，第二项为正值。故适当选择 $\mathring{R}_1$，有可能使 $e_1^2=0$，即有可能采用凹球面辅助镜。但如果 $e_2^2<0$，则 e_1^2 总大于零，即补偿镜不可能用球面，但若 $\mathring{R}_1/\mathring{R}_2>0$，即补偿镜是凸面，式(2.43)的第一项为负，$e_1^2$ 有可能为零。定下 α 值，并令 $e_1^2=0$，我们从式(2.43)解出 $\mathring{R}_1/\mathring{R}_2$，从而求出 $\mathring{R}_1$ 值。但实际计算表明，用凸球面补偿 $e^2<0$ 的二次曲面，得到的是发散同心光束，不能实用。如果放弃 $e_1^2=0$ 的要求，则 S 点位置可以自由决定，但补偿镜将变成非球面。由式(2.43)解出补偿镜参数后，再通过光线追迹精确调整 e_1^2 或两镜间距离，直到边缘带象差为零。

反射镜补偿同样也有剩余球差问题，在边缘带法线象差校正以后，还要计算 0.707 带的法线，看是否在 S 点完全重合。如果有剩余球差，则也要计算所引起的波象差。

下面我们先以透镜补偿法中的实例来考察：

(a) 凹双曲面镜，$\mathring{R}_2 = 15809.409\,\text{mm}$，$e_2^2 = 18.8$，$D_2 = 350\text{mm}$。令 $e_1^2 = 0$，由式 (2.43) 解得，当 $\alpha = 0.4$ 时，$\mathring{R}_1/\mathring{R}_2 = -0.178$，故 $\mathring{R}_1 = -2814.07$。用这个初始数据作光线追迹得 $LA' = 0.00897\text{mm}$，换算成波象差也只有 0.002053 μm，已属可用。调整 $\mathring{R}_1 = -2831.5\text{mm}$，则 $LA' = -0.000048$ mm，$LA'_{0.707} = 0.000966\text{mm}$，$W = 0.000148\mu\text{m}$。这时 S 点位置离补偿镜为 −1156.77mm，是在两镜之间，实际使用时还得用小平面镜引出。补偿镜的口径 $D_1 = 140.4\text{mm}$。光路见图 2.33。

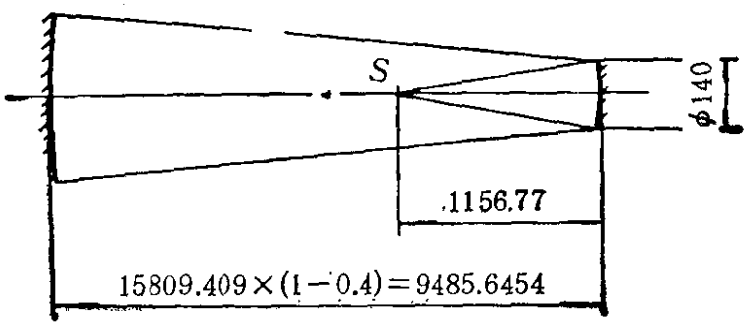


图 2.33

与透镜补偿法比较，若允许有中心检验不到的区域，则两个方案均可考虑，但如果不允许，则只能用透镜补偿法。

(b) 凹双曲面镜，$\mathring{R}_2 = 600\text{ mm}$，$e_2^2 = 1.10600$，$D_2 = 250\text{mm}$。因其相对口径很大，定会有比较大的剩余象差，$\alpha$ 值取大些剩余象差一般会小一些，但 $e_1^2 = 0$ 不一定能解出

$\frac{\mathring{R}_1}{\mathring{R}_2}$，如我们取 $\alpha = 0.6$ 就没有解。取 $\alpha = 0.3$，可解出 $\mathring{R}_1 =$ -270.69mm。经光线追迹，改到 $\mathring{R}_1 = -305.184$ 时 $LA' = -0.0000108$mm，但 $LA'_{0.707} = 0.1492$mm，这时 $W = 1.298$ μm。S 点位置在 -82.58mm 处，$D_1 = 75$mm。这个结果不能实用，因为第一是剩余象差太大，达 1.298μm，第二是 S 点的光束张角太大，又在两镜之间(参见图 2.34)。

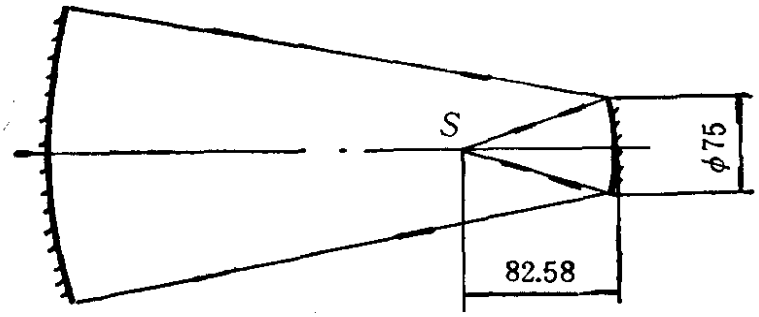


图 2.34

(c) 凹扁球面镜，$\mathring{R}_2 = 5370.7028$mm，$e_2^2 = -0.2585$，$D_2 = 406$mm。先考虑用凸的球面补偿镜。令 $e_1^2 = 0$，取 $\alpha = 0.3$，解出 $\mathring{R}_1$ 并经光线追迹调整后得 $\mathring{R}_1 = 1052.1$mm，$s' = 782.1$mm——发散！两镜间距离为 4209.7mm (参见图 2.35)。如果放弃 $e_1^2 = 0$，仍令 $\alpha = 0.3$，取 $\Delta = 150$ mm，

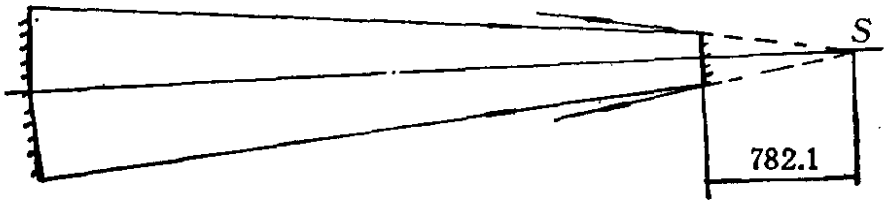


图 2.35

参见图 2.36，解得 $\mathring{R}_1 = +5481.5$mm，$e_1^2 = -11.2$。这是一个比待检镜非球面度更大的凸扁球面，当然不可取。

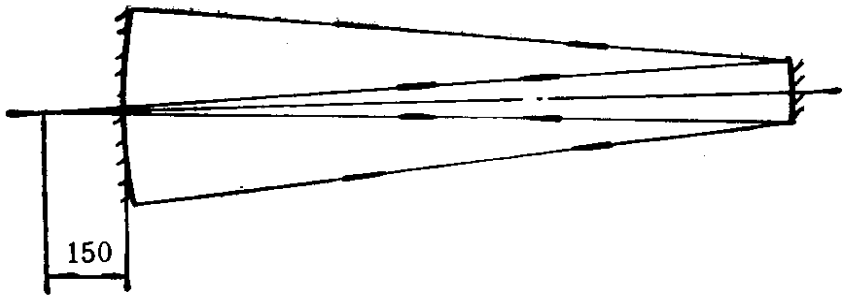


图 2.36

以上 (a),(b),(c) 三例反射补偿都不如透镜补偿. 下面再对相对口径稍小的凹抛物面镜加以考察.

(d) 凹抛物面镜, $\mathring{R}_2 = 3000\text{mm}, e_2^2 = 1, D_2 = 500\text{mm}$, 计算不同 α 值时的结果列于表 2.10. 从该表可以看出, 对 $D = 500\text{mm}$, $f/3$ 的抛物面镜,用 $\phi 150$ 的球面补偿镜产生的剩余象差也不超过 $\frac{1}{20}\lambda$. 但是 S 点位于两镜之间, 要用小的 45° 平面镜引到侧面,这又必须考虑中心遮光是否允许.若增大 α 到0.65以上,则可以将 S 点引到待检镜背后,检验时就方便了,这时剩余象差更小,仅 $\frac{1}{50}\lambda$ 左右. 代价是补偿镜口径增大到 $\phi 325$ 以上. 若用表中最后一个补偿镜 ($\mathring{R}_1 = -5624.2$ mm) 来检验 $D_2 = 500$, $f/4$ 的抛物镜, 以两镜间的距离作

表 2.10

α	d (mm)	$\mathring{R}_1$ (mm)	D_1 (mm)	W (μ)	s (mm)
0.3	2100	−1458.6	150	0.0242	−402.85
0.4	1800	−2287	200	0.0183	−585.53
0.6	1200	−4374.5	300	0.0123	−987.41
0.65	1050	−4982.6	325	0.0114	−1093.83
0.7	900	−5624.2	350	0.0106	−1202.22

消象差变数，也能得到结果．这时 $d = 2718.814\text{mm}$，$D_1 = 294.17\text{mm}$，$s' = -1281.18\text{mm}$，$W = 0.003\mu\text{m}$．由此可见，对 $f/3$ 及 $f/4$ 的相同口径的抛物面镜，只要设计时考虑周到，可以用同一块球面反射镜作补偿镜．这块补偿镜用过之后还可以作为实验室的很好的标准球面镜．

2.5 二次曲面凸面镜的检验方法

二次曲面凸镜的检验是比较麻烦的问题，主要困难在于它需要有一束至少同等口径的会聚光束．和凹面镜一样，它也可以分为无象差点检验法和补偿法两大类，下面分别讨论．

1. 无象差点法检验

(1) 凸双曲面的检验．

根据双曲面的数学特性，如果在它的一个几何焦点上设置点光源，则经双曲面反射后成为一束从它的另一个焦点发出的完好同心光束（参见图 2.37）．图 2.37(a) 是凸面上反射的情形，图 2.37(b) 是凹面上反射的情形．现在我们考察前

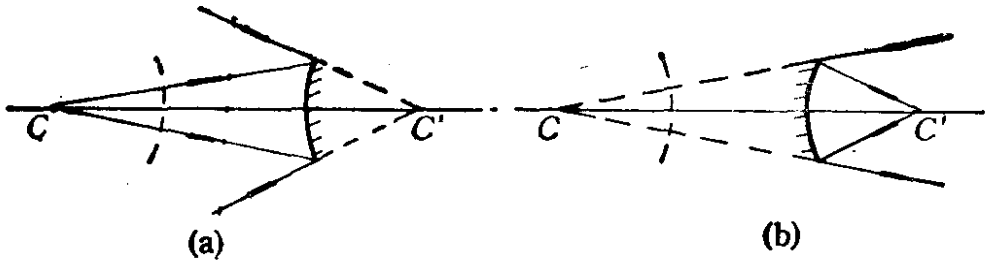


图 2.37

者，如果用一个辅助球面镜，令其曲率中心与虚焦点重合，则在其实焦点就可以得到星点的自准象（参见图 2.38）．和检验

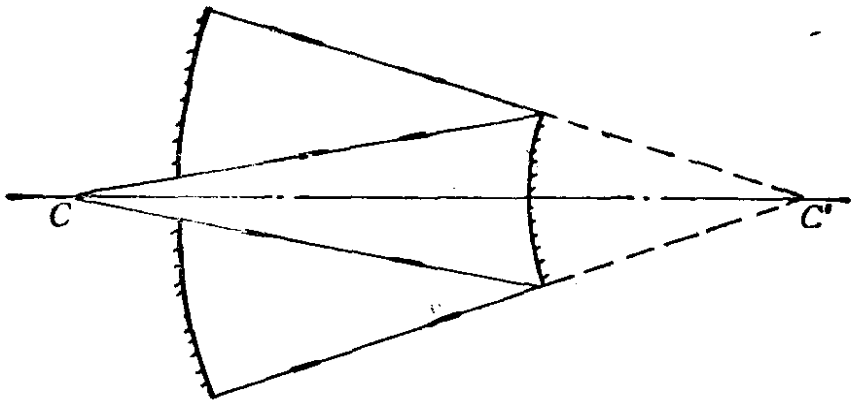


图 2.38

凹面镜一样，也希望焦点引出到辅助球面镜的背后以使检验起来方便，而球面镜的中心孔尺寸不应造成凸双曲面上检验不到的区域超过允许范围.焦点 C 及 C' 的位置由式(1.12)算出.对于实际镜面,给定了$\mathring{R}$,e^2及口径 D,即可算出 C 及 C' 的位置. 辅助球面镜的尺寸可以用作图法求得，作图的精度在0.5—1 mm左右就足够了,因为辅助球面镜的曲率半径值没有必要定得非常准确. 但在加工好之后要尽量测准，以使 C 及 C' 点的位置误差尽量小，也就是使待检镜的 $\mathring{R}$ 及 e^2 值尽量准一些. 这个方法要求的辅助球面镜口径比较大，故对口径在 500mm 以下,相对口径不太大的凸双曲面才可以考虑应用. 对于 ϕ500mm 的凸双曲面镜,辅助球面镜口径往往要大到 ϕ1200mm 以上.

(2) 凸抛物面的检验.

从抛物面的数学性质可以知道，当一束平行光射向凸抛物面被它反射后,将成为一束发散的同心光束,这束同心光的延伸交点即抛物面的焦点[参见图 2.39(a)]. 根据这个特性，我们可以构成无象差点检验光路 [如图 2.39 (b)]. 即用一个辅助球面镜,令其球心与抛物面的焦点重合,而用一个准直物

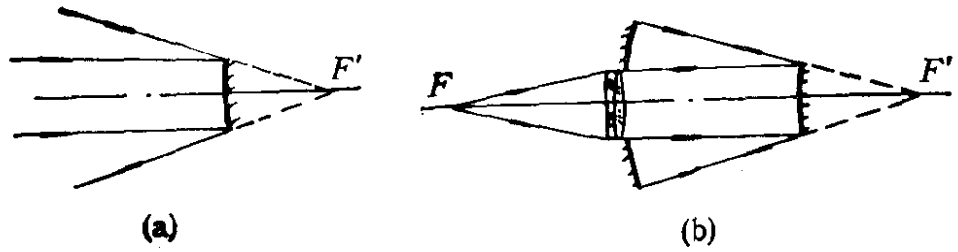


图 2.39

镜产生平行光束。这里要注意的也是不能检验到的中心区尺寸问题，若凸抛物面中心不工作区很小，则辅助球面镜要很大才行，具体尺寸也可用作图法求得。

(3) 凸椭球面及双曲面的折射无象差点检验。

下面我们先推导出一个折射二次非球面对轴上一点成象的消球差表达式(参见图 2.40)，图中的符号一目了然，不需另

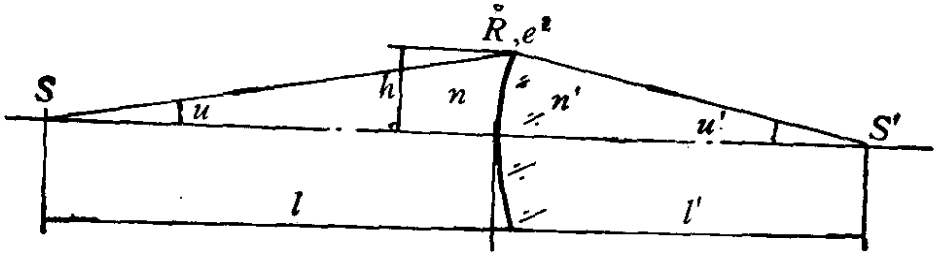


图 2.40

加解释。根据参考文献[10]，三级球差系数表达式为

$$S_1 = hP + h^4K$$

其中

$$K = -\frac{e^2}{\mathring{R}^3}(n' - n),\ P = \left(\frac{\Delta u}{\Delta \frac{1}{n}}\right)^2 \Delta \frac{u}{n}$$

$$= \frac{(u' - u)^2}{\left(\frac{1}{n'} - \frac{1}{n}\right)^2}\left(\frac{u'}{n'} - \frac{u}{n}\right)$$

令 $S_{\mathrm{I}}=0$，即 $P+h^3K=0$，得

$$\frac{nn'(u'-u)^2}{(n'-n)^2}(nu'-n'u)-\frac{h^3}{\mathring{R}^3}e^2(n'-n)=0$$

但

$$u'=\frac{h}{l'},\quad u=\frac{h}{l}$$

故

$$\frac{nn'\left(\frac{h}{l'}-\frac{h}{l}\right)^2}{(n'-n)^2}\left(n\frac{h}{l'}-n'\frac{h}{l}\right)-\frac{h^3}{\mathring{R}^3}e^2(n'-n)=0$$

从近轴成象关系有

$$\frac{n'-n}{\mathring{R}}=\frac{n'}{l'}-\frac{n}{l}\quad 或\quad \frac{1}{\mathring{R}}=\frac{\left(\frac{n'}{l'}-\frac{n}{l}\right)}{(n'-n)}$$

从而可消去 $\mathring{R}$，得

$$nn'(l-l')^2(nl-n'l')-(n'l-nl')^3e^2=0$$

或

$$e^2=\frac{nn'(l-l')^2(nl-n'l')}{(n'l-nl')^3}\qquad(2.46)$$

若令 $\frac{l'}{l}=\beta$，则

$$e^2=\frac{nn'(1-\beta)^2(n-n'\beta)}{(n'-n\beta)^3}\qquad(2.47)$$

一般情况下，$n=1$，$n'=n_\lambda=n$，则

$$e^2=\frac{n(1-\beta)^2(1-n\beta)}{(n-\beta)^3}\qquad(2.48)$$

近轴关系为

$$\frac{n-1}{\mathring{R}}=\frac{n}{l'}-\frac{1}{l} \tag{2.49}$$

若以 $\mathring{R}$ 为单位，则可化为

$$l=\frac{n-\beta}{\beta(n-1)} \tag{2.50}$$

这个关系式实际使用比较方便。

考察平行光入射的情况，这时 $\beta=0$，式(2.48)变为

$$e^2=\frac{1}{n^2} \tag{2.51}$$

在空气中，$n>1$，故 $0<e^2<1$，即该表面若是一个凸的椭球面并符合式(2.51)的关系，则平行光入射时，折射后会聚到一点，不产生球差。

再考察点光源在有限距离，折射后变为平行光束，即以 $\beta=-\infty$ 代入式(2.48)，得

$$e^2=n^2 \tag{2.52}$$

这时凸面为双曲面。

以 $e^2=\frac{1}{n^2}$，$\beta=0\left(\text{即 }\frac{l'}{l}=0\right)$ 及 $e^2=n^2$，$\beta=\infty\left(\text{即 }\frac{l}{l'}=0\right)$分别代入式(2.49)，可得

$$l'=\frac{\mathring{R}}{1-e},\quad l=\frac{\mathring{R}}{1-e}$$

根据式(1.11)，$\frac{\mathring{R}}{1-e}$ 为凸椭球面顶点到远的焦点的距离，也是凸双曲面顶点到虚焦点的距离。不难进一步证明，这个关系对任何高度的光线都是对的，因此是无象差点的检验方案。对于椭球面，检验时要用平行光管产生平行光束射向待

检验面，而在其背面磨出一个工艺球面，使折射后的同心光束能被自准，反射后回到平行光管的焦点处成星点的象。对于双曲面镜，则根据解出的 l 值，在该处放置星点，发出的同心光束经双曲面折射后变成平行光，在另一个表面磨制一个工艺平面，则平行光束被反射后再经凸双曲面折射，在原星点处成星点的象。偏离了 $\beta = 0$ 及 $\beta = \infty$ 条件对应的 e^2 值则不是无象差点的情况，它将有带差存在，故属于补偿法。实际上，e^2 满足式 (2.51) 或 (2.52) 是个别情况，一般总是不符合的，所以这个方法只有理论上的意义。

2. 补偿检验

(1) $e^2 > 0$ 的凸面折射补偿检验法。

式(2.48) 给出了凸二次曲面消轴上球差的物象关系。利用这个关系可以对一定范围内的 e^2 值求出 l 的象差补偿位置。从便于检验光路实际安排考虑，一个极端情况是 $\beta = 0$，即变为无象差点检验，对应 $e^2 = \frac{1}{n^2}$；若取 $n = 1.5163$，则 $e^2 = 0.43494$。若点光源从无穷远逐渐向凸面移近，经折射后在介质内的象点位置逐渐远离折射面，直到变成平行光，即 $\beta = -\infty$。若再移近点光源，则经折射后将变成发散光束，即 β 变为正值。当 $\beta = n$，则从式(2.48)可知 $e^2 = \infty$，从式(2.50) 得 $l = 0$，这是另一个极限情况。实际上，在 $l = 0$ 之前已受到另一个限制，即边缘光线入射角达到90°。将不同的 β 值对应的 e^2 及 l 值算出列于表 2.11，以便使用参考，取 $n = 1.5163$。从表 2.11 可见，此法可以在一个相当大的范围内检验凸的二次曲面。实际使用时，凸透镜的第二面应取一个工艺球面，使光束按原路返回到点光源处[参见图 2.41(a)(b)]。设计检验

表 2.11

β	e^2	l（以 $\mathring{R}$ 为单位）
0	0.43494	∞
−0.1	0.50040	−31.30544
−0.5	0.73174	−7.81058
$-\infty$	2.29917	−1.93686
+100	2.34355	−1.90749
+10	2.84885	−1.64317
+5	3.77666	−1.34949
+3	6.59023	−0.95791
+2	27.23383	−0.24185

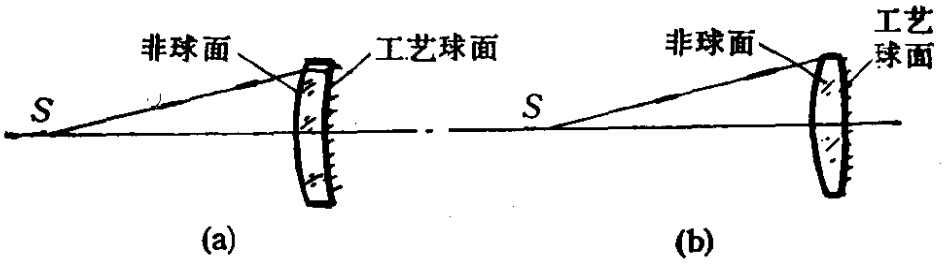


图 2.41

光路时，先由式(2.48)和式(2.49)求出 β 及 l，再追光线，调整 l 值到边缘光消球差为止，然后计算带光线的剩余球差，看是否允许。下面算两个例子。

例 1　凸椭球面，$e^2 = 0.69267$，$\mathring{R} = 107.8$mm，$\phi 80$mm。

从式 (2.48) 解出 $\beta = -0.4261$，从式 (2.49)解出 $l = -951.796$mm。用此原始数据计算得 $LA' = 0.1408$mm，调整到 $l = -938.813$mm，则 $LA' = -0.0007$mm，$l' = 407.142$ mm。再计算 0.707 带，$LA'_{0.707} = -0.0367$mm。要计算此剩余象差带入的波面差，应考虑光束从工艺球面上返回到 S 点，即在凸面上经过二次，故应加倍。而从象点返回到 S 点，这时

轴向放大率为 $\left(\frac{938.813}{407.142}\right)^2 = 5.318$，故波面差应为

$$W = 0.0367 \times 2 \times 5.318 \times 0.0104 \times \left(\frac{80}{938.813}\right)^2 \text{mm}$$

$$= 0.0295\mu\text{m}$$

例 2　凸双曲面，$e^2 = 3.6553$，$\mathring{R} = 340.417$，$\phi 88$ mm。

从式(2.48)解出，$\beta = +5.267$，从式 (2.49) 解出 $l = -469.5$mm。用此原始数据算得 $LA' = -0.6419$mm，调整到 $l = -470.64$，则 $LA' = -0.0068$ mm，$l' = -2493.52$ mm。再计算 0.707 带，得 $LA'_{0.707} = 0.1587$mm。和例 1 一样，换算到波面差应为 $W = 0.0041\mu$m。

两个例子的剩余象差均不甚大，可见这种补偿检验法很有实用价值。例 1 中工艺球面为一凹面，其曲率半径为 407.142 减去玻璃厚度，例 2 中工艺球面为凸面，其曲率半径为 2493.52 加上玻璃厚度。这种方法的主要缺点是，被检验面为折射面，若以 $n = 1.5$ 来算，虽两次通过表面，波面误差等于表面误差，比之反射面，精度还差一倍。

(2) 凸的 $e^2 > 0$ 面作为凹面的透镜补偿法。

在空气中的透镜的凸面，介质内部则是一个凹面，如果第二个表面取一适当半径的球面，有可能使二次曲面的法线光束折射后消除球差而会聚于某一点 S' (参见图 2.42)。这样，如在 S' 点放置刀口仪，就可以进行自准检验。

设凸非球面的参数为 $\mathring{R}$ 及 e^2，口径为 D，透镜材料折射率为 n，工艺球面的曲率为 ρ，则可导出球差补偿关系式[11]：

$$(\mathring{R}\rho - 1)^2\left(\mathring{R}\rho - \frac{n+1}{n}\right) = \frac{e^2}{n(1-n)} \qquad (2.53)$$

给定待检二次曲面后，用式 (2.53) 求出补偿工艺球面的初始

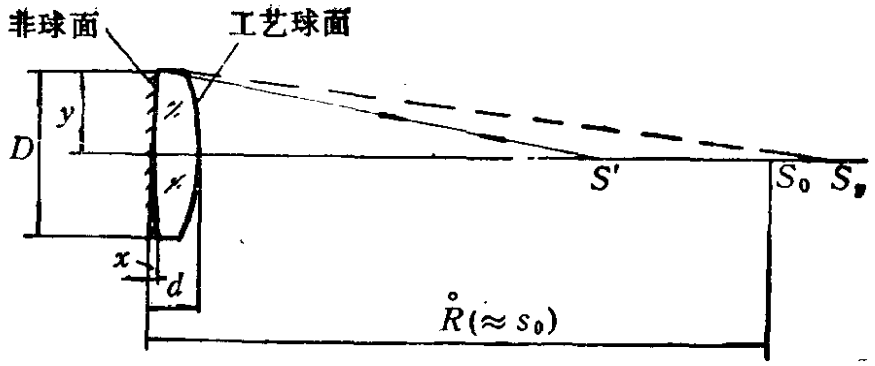


图 2.42

值，再用光线追迹求得精确值。同样也应计算 0.707 带的球差，看剩余象差是否允许。以前面两例中同样的凸面为例来计算：

例 1　凸椭球面，$e^2 = 0.69267$，$\mathring{R} = 107.8$mm，$\phi 80$mm。

先取一个合理的透镜厚度 $d = 11$ mm。设玻璃为 K9，$n = 1.5163$。从式(2.53)解得 $\mathring{R}\rho = 0.2169$，故 $R = 497$ mm。以此为起始数据，追光线得 $LA' = 0.0611$mm，调整到 $R = 486.35$，得 $LA' = 0.00000732$ mm，$s' = 68.4806$ mm。再算得 $LA'_{0.707} = 0.0485$mm。换算成波面差得 $W = 0.688$ μm。此值超过一个波长，显然太大了。

例 2　凸双曲面，$e^2 = 3.6553$，$\mathring{R} = 340.417$ mm，$\phi 88$ mm。

取透镜厚度 $d = 9$mm。折射率仍为 1.5163，从式(2.53)解得 $\mathring{R}\rho = -0.478$，故 $R = -712.17$ mm。追光线得 $LA' = -0.0389$ mm，调整到 $R = -705.986$ 得 $LA' = -0.00000226$mm，$s' = 188.4474$ mm，再算得 $LA'_{0.707} = -0.05246$mm。换算成波面差得 $W = 0.119$μm，小于 $\frac{1}{4}\lambda$。

从这两个例子，对两种补偿法进行比较，可见其优缺点如下：

第 1 种方法：

优点　光束张角小，适合于检验，剩余误差小。

缺点　二次透射通过待检表面，表面误差约等于波面误差。

第 2 种方法：

优点　光束在待检面上反射，表面误差为波面误差之半。

缺点　剩余误差太大，光束角度太大，不方便。

综合而论，用零位法检验时，剩余误差大的缺点成为主要障碍，故第 1 种方法的实用意义大于第 2 种。这两种方法由于要用到透射材料，在实际中均只适合于中小口径的凸非球面。

(3) 反射镜补偿法。

凸面镜的反射镜补偿法由作者于 1960 年提出，前面关于二次曲面凹面的反射镜补偿法中已给出了求解补偿镜的公用解析公式。这里重新列出以便使用，补偿光路参见图 2.43。其

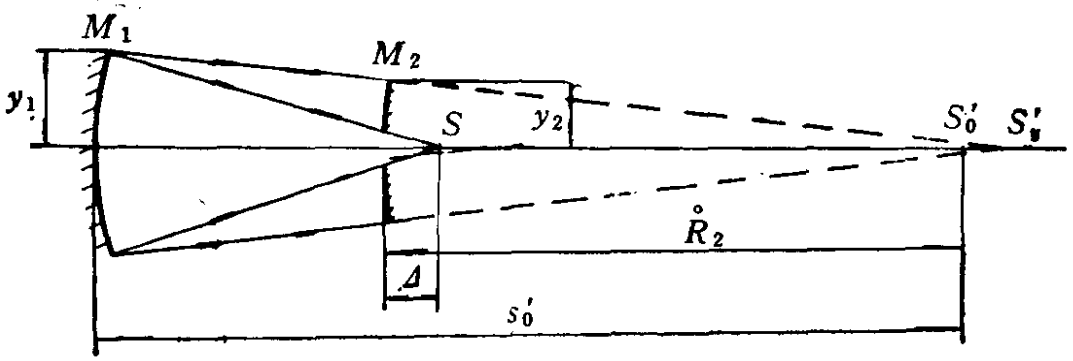


图　2.43

中 M_1 为补偿镜，镜面参数为 D_1，$\mathring{R}_1$ 及 e_1^2；M_2 为待检验

镜，镜面参数为 D_2，$\mathring{R}_2$ 及 e_2^2；S_0' 为待检验镜顶点曲率中心；S_1' 为待检验镜边缘带法线与光轴交点；S 为刀口仪位置。

补偿条件：

$$e_1^2=\left(\frac{1}{\alpha}\frac{\mathring{R}_1}{\mathring{R}_2}\right)^3\frac{e_2^2}{2\alpha}+\left(\frac{1}{\alpha}\frac{\mathring{R}_1}{\mathring{R}_2}-1\right)^2$$

其中

$$\alpha=\frac{s_0'}{\mathring{R}_2}\approx\frac{y_1}{y_2}$$

$$\frac{\mathring{R}_1}{\mathring{R}_2}=\frac{2\alpha}{1+\alpha\dfrac{\mathring{R}_2}{s_0}}$$

$$s_0=\mathring{R}_2(\alpha-1)+\Delta$$

根据文献[9]，α 以 1.5 左右为宜。从大量计算知，在 $\alpha\approx 1.5$ 时，剩余象差较小；$\alpha>1.5$ 虽然剩余象差有时略有下降，但补偿镜的口径随 α 增大而增大。在给定待检验镜参数之后，先按 $\alpha\approx 1.5$ 计算补偿镜需要的口径，再根据实际情况选定 S 点伸出量 Δ；然后根据式(2.43)解出 e_1^2。另外，再算出待检验镜的边缘带及 0.707 带法线与光轴交点位置及交角，作为起始光线，追此光线经补偿镜之后与光轴交点。若此交点与近轴光线不交在一起，则调整 e_1^2 之值，直到 $LA'=0$。再计算 0.707 带的法线，算出 $LA'_{0.707}$ 之值，并换算成波面差，判断可否使用。下面以我国 2.16 m 望远镜的凸双曲面副镜为例，计算反射镜补偿检验方案。

凸双曲面镜：$D=720$mm，$\mathring{R}=5797.5$mm，$e^2=5.077526$。以 $\alpha=1.5$ 计，补偿镜的口径应为 ϕ1080mm，现工厂存有 ϕ1200 的镜坯一块可供使用，遂取 $\alpha=1.6$，则补偿镜口径应为 ϕ1152 mm。ϕ720 mm 的凸双曲面镜是要在一台可翻转

式磨镜机上加工的，每次检验只将工作台翻转 90°，不取下凸面镜，故 S 点伸出于凸面镜背后没有意义．考虑到使用潜望式刀口仪的可能性，S 点应离凸面镜顶点有足够距离，故实际上取 $\Delta = -200\text{mm}$.

由此，根据式(2.45)算得

$$s_0 = 3278.5\text{mm}$$

根据式(2.44)，得

$$\mathring{R}_1 = 4844.7\text{ mm}$$

再从式(2.43)算出

$$e_1^2 = 0.45427$$

根据 $\alpha = 1.6$ 及凸面镜参数，可算出追光线起始数据 $s_0' = 9276.0$ mm，$s_1' = 9332.5313$ mm，$U_1 = 3.5257228°$，$s_{0.707}' = 9304.3123$ mm，$U_{0.707} = 2.5039594°$．按初始数据追光线得 $LA' = 0.0614$ mm，调整至 $e_1^2 = 0.45623797$，得 $LA' = 0.00017\text{mm}$．再计算带光线得 $LA_{0.707}' = 0.0267\text{mm}$，换算到波面差得 $W = 0.017\mu\text{m}$，约为 $\frac{1}{32}\lambda$．此剩余象差完全可用．

分析式(2.43)不难发现，只要 e_2^2 不十分大，e_1^2 之值总在 0 和 1 之间，是一个椭球面，本身检验不要辅助镜，这点是非常重要的．如果解出辅助镜 $e_1^2 > 1$，则此法就失去价值了．对于一般卡塞格林系统或 R-C 系统的副镜，计算表明都可以用反射镜补偿法解决．但是相对口径太大的凸面，式(2.43)解出的 e_1^2 值离准确值差别很大，剩余象差也非常大，并且 S 点的光束角度很大．前面例举过的凸椭球面 $e^2 = 0.69267$，$\mathring{R} = 107.8\text{mm}$，$\phi 80\text{mm}$，就完全不能用此法检验．

对于 $e^2 < 0$ 的凸面，分析式(2.43)可知，前后两项符号相反，故 e_1^2 有可能为零，即有可能用球面作补偿镜．令

$\frac{\mathring{R}_1}{\mathring{R}_2} = p$，式(2.43)可以改写为

$$e_2^2p^3 + 2\alpha^2p^2 - 4\alpha^3p + 2\alpha^4 = 0 \qquad (2.53)$$

给定 α 值之后即可解出 p 之值，从而求出补偿镜曲率半径.但此时 S 点的位置不能由我们选择了. 下面针对式(2.53)，我们举两例如下:

例 1　凸扁球镜 $e^2 = -0.5371$，$\mathring{R} = 1680$ mm，$\phi 400$ mm.

设取 $\alpha = 1.5$，从式(2.53)解出 $p = 1.1034$，故 $R_1 = 1853.7$ mm. 追光线得此时 $LA' = -0.0656$ mm，调整到 $R_1 = 1847.2$mm，得 $LA' = -0.0006$mm，$s = 1457.9504$mm. 再计算 0.707 带得波象差 $W = 0.01\mu$m，很小.但此时不能检查到的区域太大，至少为 ϕ254.3mm (参见图 2.44)，显然大

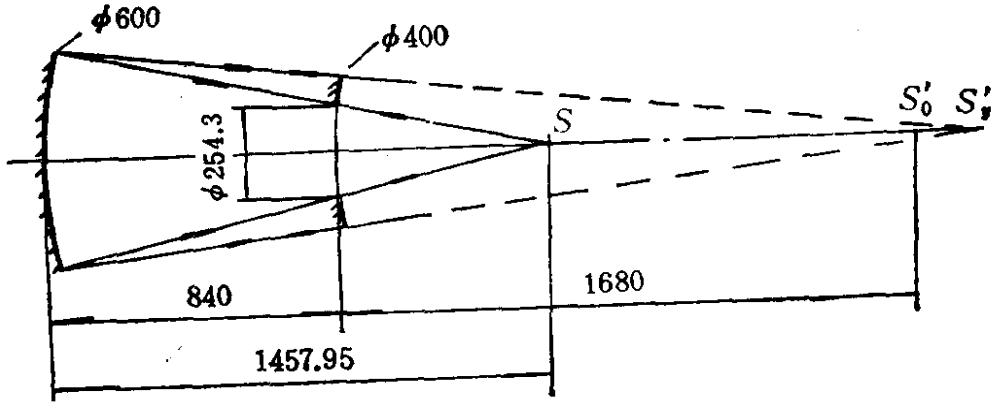


图 2.44

了一些. 若取 $\alpha = 2$，解得 $p = 1.5162$，故 $\mathring{R}_1 = 2547.216$ mm，追光线并调整到 $\mathring{R}_1 = 2545.11$，得 $LA' = -0.00011$ mm，$s = 2048.334$mm，此时不能检查到的区域减小到 ϕ143.9 mm. 由此可见，补偿镜口径取大一些可以解决问题.

例 2　扁球镜 $e^2 = -7.0987654$，$\mathring{R} = 1920$ mm，ϕ250

mm。取 $\alpha = 1.5$，解得 $p = 0.7428$，即 $R_1 = 1391.6$ mm。追光线并调整到 $R_1 = 1386.5$ mm，得 $LA' = 0.0006$ mm，$s = 913.0256$mm，$LA'_{0.707} = 0.01385$mm，波面差 $W = 0.0243$ μm。这个例子 S 点在两镜之间，若用 45° 平面镜引出 S 点到侧面，不难算出或作图得出中间遮光区大约有 ϕ85mm。

2.6 加工问题

1. 起始球面与非球面度

在加工非球面之前，首先要计算出一个起始球面。一般来说，这个起始球面应该是非球面度最小，即从它开始磨去的量最小。但在非球面度本身很小的情况下，有的加工者宁可从另外的起始球面开始。起始球面主要有以下三种情况：

(1) 起始球面半径与二次曲面的顶点曲率半径相同。

(2) 起始球面与二次曲面在最大口径处相切。

(3) 起始球面与二次曲面在顶点相切及最大口径处相接触。

图 2.45 对 $e^2 > 0$ 及 $e^2 < 0$ 画出这三种情况的比较球面位置。画剖面线的区域是应磨去的玻璃材料。如用 R_S 表示起始球面曲率半径，则对于第(1)种情况，$R_S = \mathring{R}$。对于第(2)种情况，参见图 2.46，不难得到：

$$R_S = \sqrt{(\mathring{R} - (1 - e^2)x_M)^2 + y_M^2} \tag{2.54}$$

对于第(3)种情况，参见图 2.47，可以写出

$$x_M \cdot (2R_S - x_M) = y_M^2$$

或

$$R_S = \frac{x_M^2 + y_M^2}{2x_M}$$

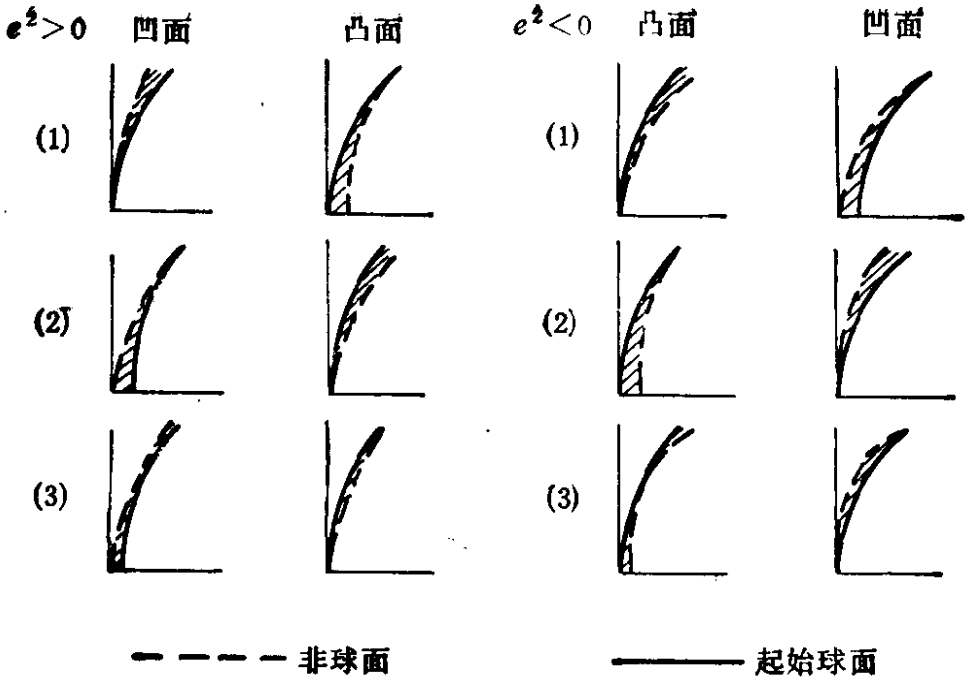

$e^2>0$ 凹面 凸面
$e^2<0$ 凸面 凹面
(1)
(2)
(3)
非球面
起始球面

图 2.45

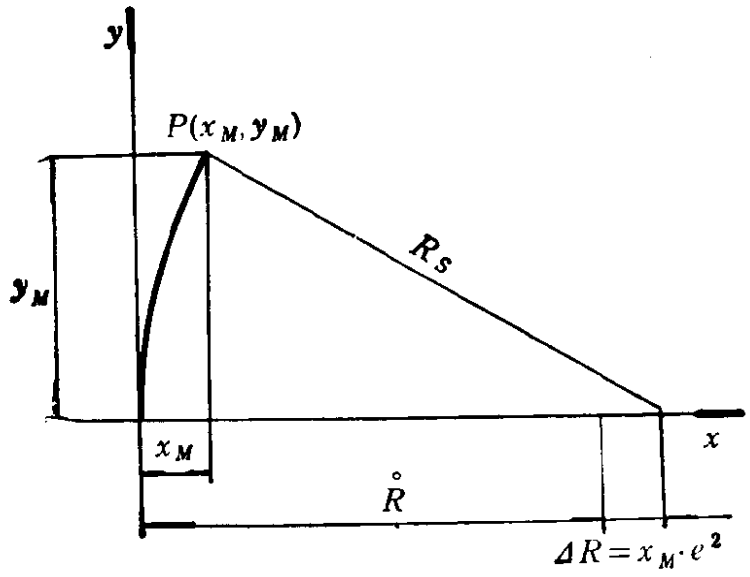

y
$P(x_M, y_M)$
R_S
y_M
x_M
x
$\mathring{R}$
$\Delta R = x_M \cdot e^2$

图 2.46

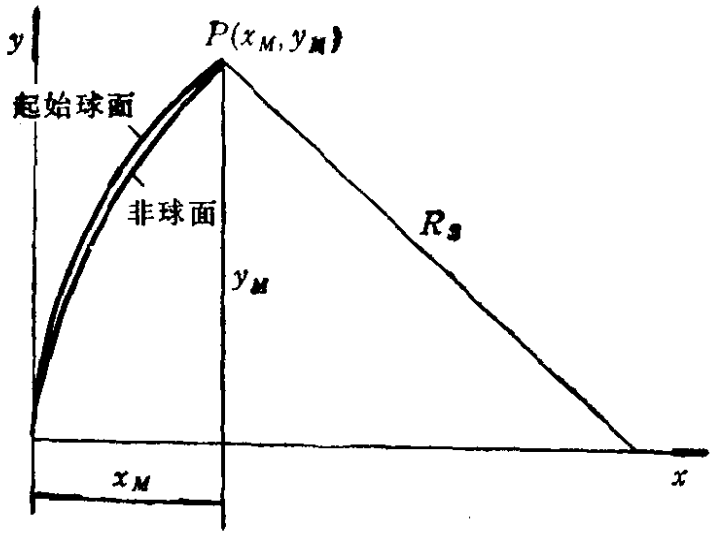


图 2.47

对于二次曲面，不难推出

$$R_S = \mathring{R} + \frac{e^2 x_M}{2} \tag{2.55}$$

其中

$$x_M = \frac{\mathring{R} - \sqrt{\mathring{R}^2 - (1 - e^2) y_M^2}}{(1 - e^2)}$$

这样，对给定的二次曲面，我们只要确定它的通光口径 $2y_M$，并算出最大矢高 x_M，便可计算不同情况的起始球面半径 R_S。

关于非球面度，Максутов 导出[12]，对第(1),(2)两种情况，其最大值 δ_{max} 在边缘或中心，即

$$\delta_{\max} = \frac{DA^3}{1024} \cdot e^2$$

其中 D 为通光口径，$A = \frac{D}{f}$，f 为二次曲面的焦距，等于 $\frac{\mathring{R}}{2}$。对于第(3)种情况，非球面度为第(1)，(2)两种情况的

$\frac{1}{4}$，即

$$\delta_{max} = \frac{DA^3}{4096} \cdot e^2$$

至于从起始球面磨到非球面，应磨去镜面的哪些部分，决定于镜面是凹的还是凸的，以及 $e^2 > 0$ 还是 $e^2 < 0$。参见图 2.45，我们将几种不同情况列于表 2.12，指出磨制要点，并做出评价。

表 2.12

$e^2>0$	情况	磨制要点	评价
凹面	(1)	从中心向边缘磨去量增加，保持中心曲率半径不变，向边缘曲率半径逐渐变大	较难
	(2)	从边缘向中心磨去量增加，保持边缘曲率半径不变，向中心曲率半径逐渐变小	较易
	(3)	保持 0.707 带不磨，向边缘磨去量增加，曲率半径变大，向中心磨去量增加，曲率半径变小	较易
凸面	(1)	从边缘向中心磨去量增加，但要保持中心区的曲率半径不变，边缘的曲率半径变大	难
	(2)	从中心向边缘磨去量增加，但要保持边缘的曲率半径不变，中心区曲率半径变小	难
	(3)	保持 0.707 带曲率半径不变，但磨去量最大；向边缘磨去量变小，但曲率半径变大；向中心磨去量变小，曲率半径变小	较难

续表 2.12

$e^2<0$	情　况	磨　制　要　点	评　价
凸　面	(1)	从中心向边缘磨去量增加，保持中心曲率半径不变，向边缘曲率半径逐渐变小	较　易
	(2)	从边缘向中心磨去量增加，但保持边缘曲率半径不变，向中心曲率半径逐渐变大	较　难
	(3)	保持 0.707 带不磨，向边缘磨去量增加，曲率半径变小，向中心磨去量增加，曲率半径变大	较　易
凹　面	(1)	从边缘向中心，磨去量增加，但要保持中心区的曲率半径不变	难
	(2)	从中心向边缘磨去量增加，但要保持边缘的曲率半径不变，中心区曲率半径变大	难
	(3)	保持 0.707 带曲率半径不变，但磨去量最大；向边缘磨去量变小，曲率半径也变小；向中心磨去量变小，曲率半径变大	较　难

此外，当非球面度很大的情况下，我们还可以设法减小它，因为反射系统中镜面的中心部分常常不工作，因此这一部分可以不磨．若给定的二次曲面工作区是从 $P_1(x_1, y_1)$ 到 $P_2(x_2, y_2)$ 的一个环区，见图 2.48，则起始球面应通过 P_1 及 P_2 点，而不通过顶点 o，有一个偏离量 ε．可以写出这个起始球面的方程式为

$$y^2 = 2R_s(x-\varepsilon) - (x-\varepsilon)^2 \qquad (2.56)$$

以 $P_1(x_1, y_1)$ 及 $P_2(x_2, y_2)$ 两组坐标值两次代入式 (2.56)，

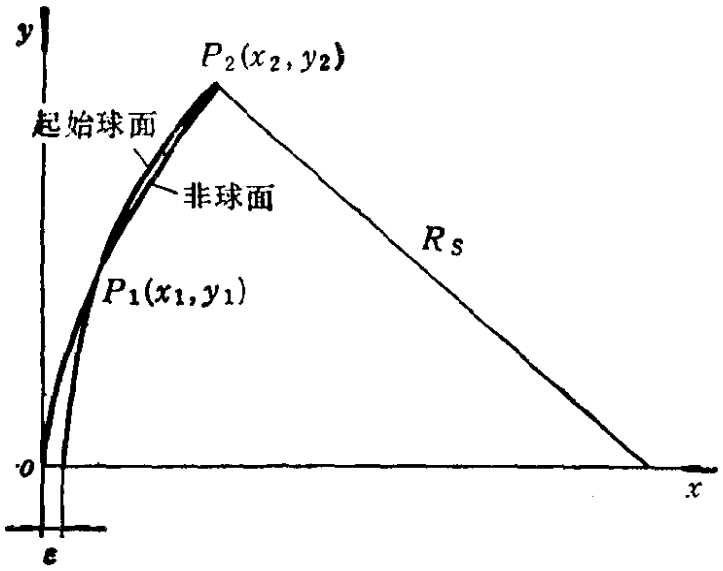


图 2.48

即可解出 R_S 及 ε 之值. 对于非球面度很大的镜面，降低真正的非球面度是很重要的.

2. 精度问题

零位检验中除了剩余波差及眼睛不能发现的加工误差外，由于测量镜面到检验点之间的距离不准，或测量补偿镜到待检镜之间的距离不准，也要造成待检验镜参数偏离给定的数值. 我们以一个凹椭球面的无象差点检验为例，设其参数为 $e^2 = 0.526$ 及 $\mathring{R} = 800\text{mm}$，则它的两个焦点到镜面顶点的距离应分别为 $a - c = 463.699\text{mm}$, $a + c = 2911.829\text{mm}$. 如果在测量这两个距离时，产生误差 $\Delta(a - c) = 0.5\ \text{mm}$, $\Delta(a + c) = 1\ \text{mm}$，利用式(1.11)可以算出 e^2 的最大可能误差为 0.0005, $\mathring{R}$ 的最大可能误差为 0.782 mm. 这样的误差是否允许则要看光学设计结果. 但是 $\sim 500\text{mm} \pm 0.5\text{mm}$, ~ 3000

mm±1mm，几乎已达到用钢尺量的限度，再要提高，得采取专门措施。

在其它检验方案中可用同样的方法，先假定几个可能产生的测量误差，再算到被测镜面由此可能引起的参数误差。一般说，测量两个镜子之间的距离的误差大于测量镜面到刀口仪之间的距离的误差。这点对实际工作是很重要的。

3. 加工过程中的检验

零位检验光路很便于用刀口阴影仪进行磨制阶段的检验，用得较广，所以就这种检验方法加以讨论。

（1）光源星点孔或狭缝。原则上星点孔的尺寸愈小，检验精度愈高，但孔太小则光就暗，反过来又影响检验精度。当然，最好能找到亮度高的灯泡，现在的卤钨灯或镝灯，比普通钨丝灯亮度高很多，对刀口检验已大有帮助。在同一灯泡条件下，要使阴影图再亮些，就只有将星点孔改为狭缝，若狭缝宽度与星点孔的直径相同，则可以净得到亮度增加的好处。经验告诉我们，星点孔或狭缝宽度在 0.02—0.05mm 左右是比较合适的。狭缝的长度可在 2—3mm 之间。如用狭缝，则要注意调整到狭缝与刀口平行，否则要降低检验精度。检查的办法最好是用一个好的球面镜，刀口仪放在球心处，用一个 5 倍左右的目镜观察狭缝的象。如果将狭缝象调到紧靠刀口的边上，用目镜去看，即使是很微小的不平行性也很容易发现。此办法实行起来非常简单。

（2）对阴影图的诊断。从阴影图判断带差，假定读者已经熟悉，这里不专门叙述。这里要谈的是一些容易被忽视的特殊情况。首先是轴上象散问题。我们知道轴对称光学系统在设计上是不存在轴上象散的，如果发现象散肯定是工艺上

产生的，大多数情况是在磨的过程中产生，并且非球面修改时间愈长，愈容易产生象散。镜子在机床上装夹不妥也会产生象散。点光源经象散面后变成相互垂直的两条焦散线，如果有一条焦散线与刀口平行而另一条与刀口垂直，则从阴影图上发现不了象散存在，这是要特别注意的情况。所以在用刀口仪检验镜面并觉得象差已很小时，就应该同时检验有否轴上象散存在。最简单的办法是用高倍目镜或读数显微镜看点光源的象，并作前后调焦，看小孔象是否变椭圆，甚至变成两条焦散线。或者在与原来的刀口成 45° 的方向设置另一个刀口，假如象散与原来的刀口平行及垂直，则与 45° 刀口就成 45°角，这时就将发现阴影图的亮暗边界与刀口也成某一角度出现。也可以与原来的刀口成 90° 并在同一平面内设置另一个刀口，这时如果在两个刀口上看阴影图都一样，则表示镜面没有象散，否则两个刀口之一将显示出刀口在焦前或焦后。用放大镜直接观察星点象或用互成 90° 的刀口切阴影图，比较容易判断镜面两个方向的曲率半径何者大、何者小。用放大镜看时，只要记住，与焦散线垂直的方向是镜面产生这条焦散线的方向。假定水平焦线在前，则表示镜面的垂直方向曲率半径短了。如用互成 90° 的刀口看，并使一个刀口正好切在焦面上，而另一个刀口不在焦面上，则反映出来的焦前或焦后就代表与此刀口垂直的方向的镜面曲率半径是长了或是短了。例如发现水平刀口处于焦前的位置，则表示垂直方向的曲率半径长了。如果用与焦散线互成 45° 的刀口检验，判断镜面象散的方向较为复杂，详细可参考文献[13]。

（3）象质检查。虽然刀口阴影法是定性的检验方法，但因其灵敏度很高，迄今为止还是非球面加工中一种主要检验手段。有经验的加工者不难根据阴影图估计对应的波面误差

在 $\frac{1}{10}\lambda$ 附近还是 $\frac{1}{20}\lambda$ 附近。在加工到最后阶段，除了估计阴影图的波差大小，往往还想知道星点象的弥散园大小。用刀口仪检验时可以很方便地做到。方法是在用刀口切阴影图时，当本来全亮的光瞳中出现第一处阴影现象时，记下刀口的位置，然后继续移动刀口直到阴影图上最后一处光亮消失，读出第二个刀口位置。刀口移动过的量就是镜面误差造成的弥散斑的尺寸。如光线在待检镜面上反射两次，则测出的尺寸还要除以 2 才是镜面误差量。有时也用读数显微镜直接测量星点象斑尺寸，再计算弥散斑大小，此时星点象尺寸应减去星点孔本身的尺寸才是弥散斑大小，如在待检镜面上反射两次，则也要除以 2。对自己要求严格的加工者，根据阴影图情况作出停止修磨决定后交验收检验，一般总是能通过的，这也是刀口阴影检验有生命力的重要原因。

（4）磨制方法。前面已经提到，选择起始球面是根据修磨的过程决定的。例如我们打算将 $e^2 > 0$ 的二次曲面的各带曲率半径逐渐磨小，则应选择第 2 种起始球面，如果打算使 0.707 带的半径不动，而中心部分逐渐变短，边缘逐渐变大，则应选择第 3 种起始球面。虽然后者的修磨量比前者要小 4 倍，但在非球面度不太大时，有的加工者宁可选择前者，因为可以得到较为平滑的面形。若非球面度大到一定要用细砂开始修改，则当然第 3 种起始球面是可取的。

参 考 文 献

[1] H. Chrétien, Revue d'Optique, 1,13(1922).

[2] Д. Максутов, Тр. ГОИ, 86(1932).

[3] K. Schwarzschield, Astron. Mitt. d. Kgl. Sternwate zu Göttingen, 10, 1905.

[4] A. Cuder, Revue d'Optique, 1, 1926.
[5] Д. Максутов, Астрономическая Оптика, 319(1979).
[6] A. Offner, Applied Optics, 2(2), 153(1963).
[7] Д. Максутов, Астрономическая Оптика, 193(1979).
[8] Д. Максутов, Изв. ГАО, 160,(1957).
[9] 潘君骅,天文学报,8(1),70(1960).
[10] Г. Слюсарев, Методы расчета оптических систем, 1969.
[11] 潘君骅,光仪技术,3,1984.
[12] Д. Максутов, Изготовление и исследование астрономической оптики, 1948.
[13] «光学测量与仪器»编辑组,光学测量与仪器,国防出版社,946(1978).

第三章　施密特系统的设计、检验及加工

施密特系统的特点是，容易得到大视场、大相对孔径．另外，由于它对折射光学材料的要求较简单，有可能获得大的通光口径．这些因素使它在实用光学系统中占有重要地位．

施密特系统的聚光元件为一个球面反射镜，在它的曲率中心设有孔径光阑．这样，任何一条主光线都是光轴，从而非常简单地解决了轴外象差问题．但是当口径足够大，相对口径足够大时，球面镜的球差必须消除．消球差的最好办法就是在孔径光阑处设置一块消球差校正板．它由光学玻璃制造，一面是平面，一面是高次曲面，入射的平面波经过它后发生变形，恰好抵消球面镜产生的波差．校正板的非球面量毕竟很小，它对轴外象差的影响也不大．但当视场角很大时也会引起不可忽视的象差，主要是象散．这是施密特系统视场受到限制的主要原因．此外，如果不加平场透镜，施密特系统的象面是弯曲的，曲率半径约等于焦距．

3.1　用三级象差理论讨论施密特校正板方程

1. 经典的施密特系统

如图 3.1 所示，没有校正板时，球面镜近轴平行光的焦点在 F，边缘光的焦点在 M，球面镜的三级球差为 FM，等

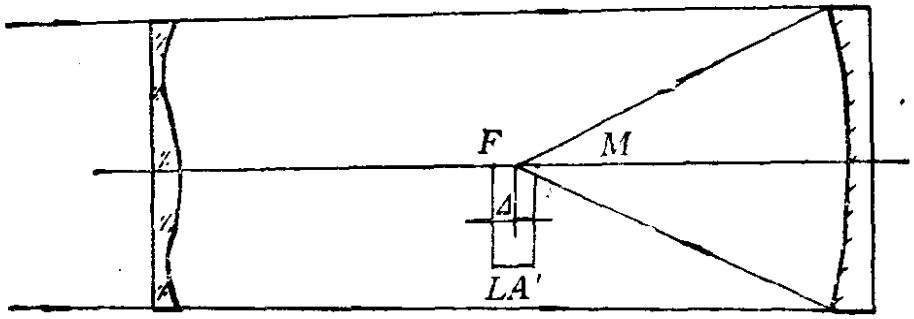


图 3.1

于 $\frac{y^2}{8f}$。 如果不以近轴光的焦点为焦点，而是有一个离焦量 Δ，则球差可以表达为

$$LA'_y = \frac{y^2}{8f} - \Delta$$

则角象差为

$$\eta_y = LA'_y \cdot \frac{y}{f^2} = \frac{y^3}{8f^3} - \Delta \cdot \frac{y}{f^2}$$

波面差为

$$W_y = \int_0^y \eta_y dy = \frac{y^4}{32f^3} - \frac{\Delta \cdot 16f \cdot y^2}{32f^3}$$

若校正板的折射率为 n，则校正板面形应为

$$x = -\frac{W_y}{(n-1)}$$

$$= -\frac{1}{n-1} \frac{y^4 - \frac{\Delta \cdot 16f}{y_0^2} \cdot y_0^2 y^2}{32f^3}$$

其中 y_0 为边缘光的高度。令 $\frac{\Delta \cdot 16f}{y_0^2} = a$，则

$$x = -\frac{y^4 - a y_0^2 y^2}{32(n-1)f^3} \qquad (3.1)$$

或

$$x = -\frac{y_0^4\left[\left(\frac{y}{y_0}\right)^4 - a\left(\frac{y}{y_0}\right)^2\right]}{32(n-1)f^3} \tag{3.2}$$

式(3.1)中 a 是和离焦量 Δ 有关的参量，它有明确的光学意义，a 可以取各种值，其中有特征意义的值是：

(1) $a = 0$，即 $\Delta = 0$，也就是不离焦．从式(3.1)可以看出，这时校正曲线为四次抛物线．由于式(3.1)中 y^2 项消失，校正板的顶点曲率半径为∞，这时它的作用是将 $y > 0$ 的各带的光线加以偏折，使经球面反射后会聚于近轴焦点．

(2) $a = 1$，即 $\Delta = \frac{y_0^2}{16f}$，也就是以 $y = \frac{\sqrt{2}}{2}$ 带的焦点为焦点．从式(3.1)可以看出，当 $y = y_0$ 时，$x = 0$．不难算出，这时最大的非球面偏离量在 $\frac{\sqrt{2}}{2}$ 带．如果以平面为非球面的起始面，$a = 1$ 时非球面偏离量最小．

(3) $a = 1.5$，这是校正板色差最小条件，这个值是通过分析求出的，先将它列出，以后加以证明．

(4) $a = 2$，即 $\Delta = \frac{y_0^2}{8f}$，也就是以 $y = y_0$ 带的焦点为焦点．平行光经过该带不发生偏折，其余各带对平行光发生偏折，使经球面镜反射后聚于该

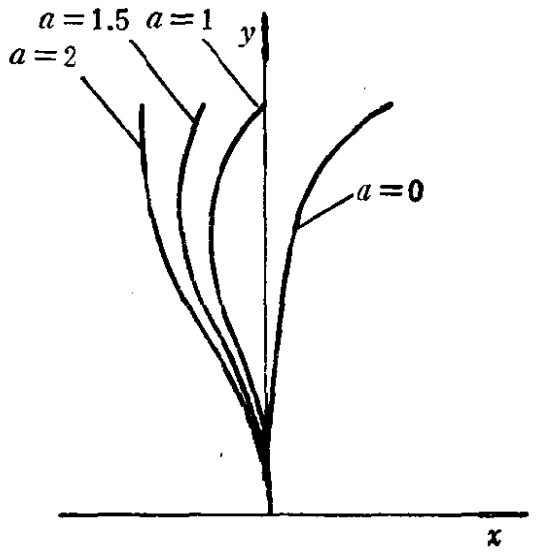


图 3.2

带的焦点.

以上四个 a 值对应的校正曲线形状示于图 3.2.我们称校正板上对平行光不发生偏折的带区为中性带（y_n）. 对于上述四种特征情形,不难从式(3.1)求出各自的中性带高度:

$$a = 0 \qquad y_n = 0$$

$$a = 1 \qquad y_n = \frac{\sqrt{2}}{2} y_0$$

$$a = 1.5 \qquad y_n = \frac{\sqrt{3}}{2} y_0$$

$$a = 2 \qquad y_n = y_0$$

2. 求校正板的最小色差条件

校正板的色差来源于曲线的斜率,由于曲线是高次的,故斜率有正、负值的变化. 最小色差应该发生在边缘带的斜率与中间某一个带的斜率数值相等而符号相反的情形. 将式(3.1)微分,得

$$\frac{dx}{dy} = \frac{4y^3 - 2ay_0^2 y}{-32(n-1)f^3}$$

为了讨论方便,且不影响结果,令分母(常数项)为 1, 即

$$\frac{dx}{dy} = 4y^3 - 2ay_0^2 y \tag{3.3}$$

求二次导数

$$\frac{d^2x}{dy^2} = 12y^2 - 2ay_0^2$$

令 $\frac{d^2x}{dy^2} = 0$, 得斜率为极值的条件为

$$y = y_0 \left(\frac{a}{6}\right)^{\frac{1}{2}}$$

将前面色差最小的考虑写成方程式

$$y_0^3 - \frac{1}{2}ay_0^3 = -y^3 + \frac{1}{2}ay_0^2y$$

从以上两式即可解出：

$$a = 1.5$$

3. 各种 a 值时的最大斜率 $\left(\frac{dx}{dy}\right)_{max}$

(1) $a = 0$：

$\frac{dx}{dy} = 4y^3$，斜率随 y 增加而增加，故极大值在 y_0 处，即 $\left(\frac{dx}{dy}\right)_{max} = 4y_0^3$。

(2) $a = 1$：

$\frac{dx}{dy} = 4y^3 - 2y_0^2y$，$\frac{d^2x}{dy^2} = 12y^2 - 2y_0^2$。令 $\frac{d^2x}{dy^2} = 0$ 得 $y = \frac{1}{6}y_0^2$，故

$$\frac{dx}{dy} = \left(\frac{2}{3\sqrt{6}} - \frac{2}{\sqrt{6}}\right)y_0^3 = -0.54433y_0^3$$

但是当 $y = y_0$ 时，$\frac{dx}{dy} = 4y_0^3 - 2y_0^3 = 2y_0^3$，故真正的最大斜率 $\left(\frac{dx}{dy}\right)_{max} = 2y_0^3$。

(3) $a = 1.5$：

$\frac{dx}{dy} = 4y^3 - 3y_0^2y$，$\frac{d^2x}{dy^2} = 12y^2 - 3y_0^2$。令 $\frac{d^2x}{dy^2} = 0$，得 $y^2 = \frac{1}{4}y_0^2$。因此，$\frac{dx}{dy} = 4 \cdot \frac{1}{8}y_0^3 - 3y_0^2 \cdot \frac{1}{2}y_0 = -y_0^3$；再看 $y = y_0$ 时，$\frac{dx}{dy} = +y_0^3$。故最大斜率 $\left(\frac{dx}{dy}\right)_{max} = \pm y_0^3$。

(4) $a = 2$:

$\frac{dx}{dy} = 4y^3 - 4y_0^2 y$，$\frac{d^2x}{dy^2} = 12y^2 - 4y_0^2$。令 $\frac{d^2x}{dy^2} = 0$，得 $y^2 = \frac{1}{3}y_0^2$。因此，$\frac{dx}{dy} = 4 \cdot \frac{y_0^2}{3} \cdot \frac{y_0}{\sqrt{3}} - 4y_0^2 \cdot \frac{y_0}{\sqrt{3}} = -1.5396y_0^3$.再看 $y = y_0$ 时，$\frac{dx}{dy} = 4y_0^3 - 4y_0^3 = 0$，故最大斜率 $\left(\frac{dx}{dy}\right)_{\max} = -1.5396y_0^3$。

将不同 a 值时的最大斜率列于表 3.1。从表 3.1 可见，a 值从 1 变为 1.5,色差小了一半。假定所用波段两端的折射率为 n_1 及 n_2，则施密特系统真正的角色散为

$$\delta = \frac{\left(\frac{dx}{dy}\right)_{\max}}{32(n-1)f^3} \cdot (n_1 - n_2) \tag{3.4}$$

在焦面上引起的色象斑应为

$$2\rho = f \cdot \delta = \frac{\left(\frac{dx}{dy}\right)_{\max}}{32(n-1)f^2} \cdot (n_1 - n_2) \tag{3.5}$$

表 3.1 $\left(\frac{dx}{dy}\right)_{\max}$

$a = 0$	$a = 1$	$a = 1.5$	$a = 2$
$4y_0^3$	$2y_0^3$	$\pm y_0^3$	$-1.5396y_0^3$

以 $D = 200$ mm，$f/2$，校正板材料为 K9，$a = 1.5$ 的实际系统为例,可算出C到F波段的色象斑为

$$2\rho = 0.003\text{mm} = 3\mu\text{m}$$

在这种情况下,若取 $a = 1$，2ρ 也只不过 6μm。为了加工方

便，可以取后者，但如果 2ρ 已接近或超过接收器的象元尺寸，则使象斑减小一半就有很大的必要性了.

3.2 施密特曲线的严格解

1. 轴上光线偏折分析

以三级象差为基础求出的施密特校正板曲线是近似的，它在口径较小，相对口径也小的情况下可以使用. 或者，当加工和检验的方法并不要求严格的方程式，只需用近似公式计算一些工艺参数，如起始球面半径，最大修磨量等时，才用到它. 但是当加工方法要求准确的曲线方程，如用计算机控制细磨成形或用铣磨法细磨成形，根据近似方程就不行了. 再者，有了电子计算机，追迹空间光线不是难事，光学设计者往往希望准确地算出光学系统的全面质量，这时求出准确的曲线方程就成为必不可少的一步.

求解施密特曲线的方法很多，这里介绍一种较方便的方法. 为了计算方便，将光路反一下，并令平行光线从右边出射(见图 3.3).

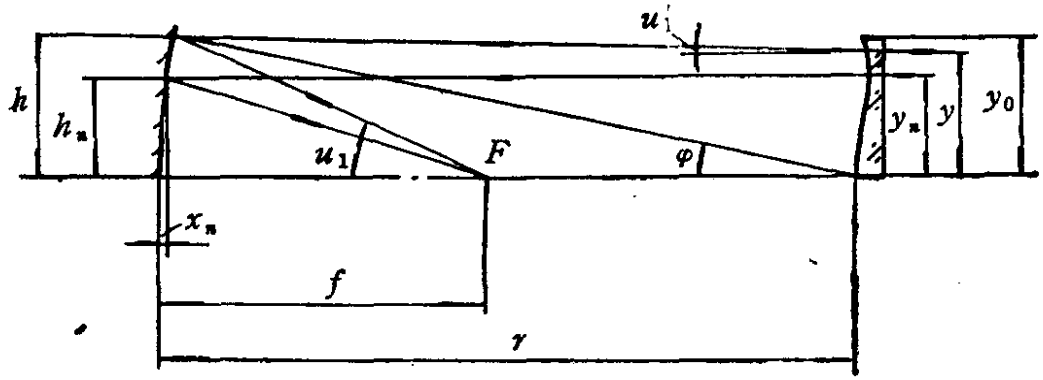


图 3.3 y_0 为校正板的半口径，y 为光线在入瞳上的高度，h 为光线在球面镜上的高度，r 为球面镜曲率半径，y_n 为中性带高度，F 为中性带焦点

令曲线方程式为

$$x = ay^2 + by^4 + cy^6 + dy^8 + \cdots \tag{3.6}$$

我们的目的是求出系数 $a,b,c,\cdots$.方程式右边项数取多少，要看实际需要，如果增加项数对消象差没有帮助，就不无谓地增加，因为项数愈多，解系数时愈复杂，工艺上的计算也愈麻烦．求解系数的原则是：首先确定中性带的高度 y_n，并算出这个高度的焦点 F．再从 F 点出发反追几条光线，求出经球面镜反射后的 u_1' 角以及在校正板上的高度 y．希望经过校正板后所有的光线都变成平行光．因此校正板上各个高度的斜率 $\frac{dx}{dy}$ 和 u_1' 有一定的关系．

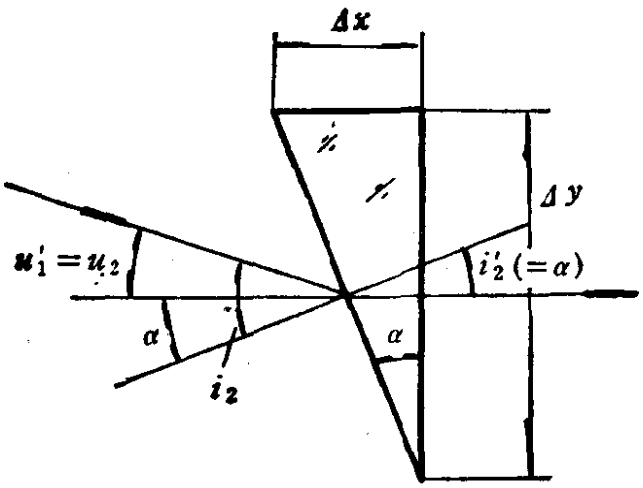


图 3.4

将校正曲线上的各点看成一个元棱镜（见图 3.4），这个元棱镜实际上是一个顶角很小的光楔，它的入射光就是反追光线时经球面镜反射后的光线，而出射光要求平行于光轴．

根据图 3.3，对于中性带可写出：

$$y_n = h_n,\ i = -i' = \varphi_n,\ u_1 = 2\varphi_n,\ u_1' = 0$$

$$x_n = r - \sqrt{r^2 - h_n^2},\ \varphi_n = \arcsin(h_n/r)$$

$$f_n = h_n/\mathrm{tg}(2\varphi_n) + x_n \tag{3.7}$$

另外，注意到 $u_1 = 2\varphi_n$，可以写出另一种表达式：

$$f_n = r - y_n/\sin 2\varphi_n \tag{3.8}$$

式(3.8)计算方便，但以后可以看到，它不能和目标在有限距离时统一，而式(3.7)可以从有限距离的公式中简化得出。

对于其它带，反算光线时预先定好 y 的高度对计算来说是很麻烦的，不如定出 h，而求 u_1'，从而再求出其 y。虽然这样求出的 y 不是整数，但对解系数是无关重要的。为求 u_1'，不必按常规真的算光线，可以从几何关系中找出如下更方便的算法。

从图 3.3 可以写出：

$$x = r - \sqrt{r^2 - h^2}$$

$$u_1 = \operatorname{arctg}[h/(f - x)]$$

$$\varphi = \arcsin(h/r)$$

$$i = u_1 - \varphi$$

$$u_1' = u_1 - 2i = u_1 - 2(u_1 - \varphi) = 2\varphi - u_1$$

$$y = h - (r - x) \cdot \operatorname{tg} u_1' = h - \sqrt{r^2 - h^2} \cdot \operatorname{tg} u_1' \quad (3.9)$$

根据图 3.4 可以写出：

$$\sin i_2 = n \sin \alpha, \quad i_2 = u_1' + \alpha$$

$$\sin(\alpha + u_1') = n \sin \alpha$$

$$\sin \alpha \cos u_1' + \cos \alpha \sin u_1' = n \sin \alpha$$

$$\cos \alpha \sin u_1' = \sin \alpha (n - \cos u_1')$$

所以有

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{dx}{dy} = \frac{\sin u_1'}{n - \cos u_1'}$$

将式(3.6)微分，并求出 u_1' 及其相应的 y，得到方程式：

$$2ya + 4y^3b + 6y^5c + 8y^7d + \cdots = -\frac{\sin u_1'}{n - \cos u_1'} \quad (3.10)$$

原则上，反追光线的数目应等于对式(3.6)要求的项数。但中

性带本身可以算作一条光线，其 $u_1' = 0$. 另外，根据非球面方程的特性，式(3.6)的 y^2 项的系数 a 与曲线顶点曲率半径的关系是 $\mathring{R} = \frac{1}{2a}$. 近轴光从中性带焦点出发经校正板后也成象在无穷远，因此我们可以由此算出顶点曲率半径 $\mathring{R}$，所以也就得到 a. 这样，可以把求系数的行列式降低一阶. 式(3.10)可以改写为

$$2y^2b + 3y^4c + 4y^6d + \cdots = -\frac{\sin u_1'}{2y(n - \cos u_1')} - a \tag{3.11}$$

求 a 的过程如下(参见图 3.3):

近轴成象公式为

$$l' = \frac{rln'}{(n' - n)l + nr}$$

现在以 f 为 l_1，反追近轴光线，经球面镜反射及通过校正板的非球面后成为平行光. 因此有:

$$l_1' = \frac{rl_1n'}{(n' - n)l_1 + nr} = -\frac{rf}{r - 2f}$$

$$l_2 = l_1' - d = l_1' - r = -\frac{rf}{r - 2f} - r = \frac{r(f - r)}{r - 2f}$$

故

$$l_2' = \frac{\mathring{R}\,\dfrac{r(f - r)}{r - 2f}}{(n - 1)\dfrac{r(f - r)}{r - 2f} + \mathring{R}}$$

其中 $\mathring{R}$ 是校正板顶点曲率半径.

要求 $l_2' = \infty$，则

$$(n - 1)\frac{r(f - r)}{r - 2f} + \mathring{R} = 0$$

即

$$\mathring{R} = (n-1)\frac{r(r-f)}{r-2f}$$

或

$$a = \frac{1}{2\mathring{R}} = \frac{r-2f}{2r(n-1)(r-f)} \tag{3.12}$$

2. 系数规一化及计算实例

为了研究结论的普适和使用的方便，我们用半通光口径 y_0 进行规一化，于是施密特系统便唯一地决定于相对口径 D/f 了。从式(3.10)可以看到，如果以 y 的规化值解出系数 $a,b,c,\cdots$ 则意味着实际系统的系数 $A, B, C, \cdots$ 与规化后系数之间有以下关系：

$$a = Ay_0,\quad b = By_0^3,\quad c = Cy_0^5,\quad d = Dy_0^7,\cdots$$

实际系统的焦距等于规化后焦距乘以 y_0。

以上介绍的方法可以编成程序，当选定校正板材料，即选定折射率之后，输入相对口径值及折射率值，立即可算出各规化系数。再输入实际系统的半口径值，即得实际系数。我们编了一个用 PC-1500 机的程序，见附录三，取到 y^8 为止。表 3.2 列出从 $f/0.75$ 到 $f/4$ 的施密特系统的规化系数值，校正板材料用 K9 玻璃。

下面以 $D = 500$mm，$f/1$ 及 $D = 1000$mm，$f/2$ 两个实际系统为例，算出其施密特曲线方程并追光线，算出几个带的轴上点球差值。取中性带 y_m 为 0.867。

例 1　$D = 500$，$f/1$。

$f' = 487.8241168$mm

$$x = 4.60446552\times10^{-5}y^2 - 4.396975193\times10^{-10}y^4 - 6.118469785\times10^{-16}y^6 - 1.63660189\times10^{-21}y^8$$

表 3.2　规一化施密特系统焦距及展开式系数

f 数*	焦　距	a	b	c	d
0.75	1.433141	2.7549166×10^{-2}	-1.51090132×10^{-2}	-1.97710882×10^{-3}	-8.73017533×10^{-4}
1.0	1.951296	1.15111638×10^{-2}	-6.87027374×10^{-3}	-5.97506815×10^{-4}	-9.98902521×10^{-5}
1.25	2.461546	5.86810717×10^{-3}	-3.64339561×10^{-3}	-2.10872452×10^{-4}	-1.95738690×10^{-5}
1.5	2.968180	3.38795258×10^{-3}	-2.14877053×10^{-3}	-8.76557436×10^{-5}	-5.26932483×10^{-6}
1.75	3.472841	2.13052781×10^{-3}	-1.36859776×10^{-3}	-4.13127196×10^{-5}	-1.75315857×10^{-6}
2.0	3.976301	1.42599164×10^{-3}	-9.23593266×10^{-4}	-2.14312847×10^{-5}	-6.78943313×10^{-7}
2.25	4.478973	1.00089758×10^{-3}	-6.51922158×10^{-4}	-1.19822376×10^{-5}	-2.94861324×10^{-7}
2.5	4.981101	7.29330729×10^{-4}	-4.76950209×10^{-4}	-7.11245828×10^{-6}	-1.40021364×10^{-7}
2.75	5.482836	5.47777379×10^{-4}	-3.59285165×10^{-4}	-4.43311389×10^{-6}	-7.14306980×10^{-8}
3.0	5.984278	4.21822961×10^{-4}	-2.77295386×10^{-4}	-2.87730603×10^{-6}	-3.87486154×10^{-8}
3.25	6.485496	3.31710893×10^{-4}	-2.18439860×10^{-4}	-1.93240605×10^{-6}	-2.21167805×10^{-8}
3.5	6.986538	2.65545508×10^{-4}	-1.75110931×10^{-4}	-1.33636040×10^{-6}	-1.31325380×10^{-8}
3.75	7.487440	2.15871575×10^{-4}	-1.42513249×10^{-4}	-9.47734461×10^{-7}	-8.11056458×10^{-9}
4.0	7.988229	1.77854667×10^{-4}	-1.17522806×10^{-4}	-6.87087684×10^{-7}	-5.16686729×10^{-9}

* f 数是根据球面镜曲率半径算的，当中性带不取 $y_n=0$ 时，这是一个名义值，与真实的“焦距/口径”值稍有差异。

球差：

y(mm)	LA'(mm)
50	−0.0003187
100	−0.0004291
150	0.0003995
200	0.0003849
250	0.0010479

例 2　$D = 1000$，$f/2$。

$f' = 1988.150375$mm

$$x = 2.851983272 \times 10^{-6}y^2 - 7.388746124 \times 10^{-12}y^4 - 6.85801111 \times 10^{-19}y^6 - 8.690474409 \times 10^{-26}y^8$$

球差：

y(mm)	LA'(mm)
100	−0.000004
200	−0.000005
300	0.000006
400	0.000006
500	0.00001

从这两个例子可看出，若取的项数相同，则校正板设计的精度主要决定于系统的相对口径。

3.3　目标在有限距离时的施密特系统设计

施密特系统除了对无穷远目标成象外，在很多情况下是对有限距离成象，例如投影电视镜头及对X射线萤光屏拍照的物镜等。目标在有限距离与无穷远的主要差别是：前者在反算光线时，各带的光线经校正板折射后不再成为平行光，而

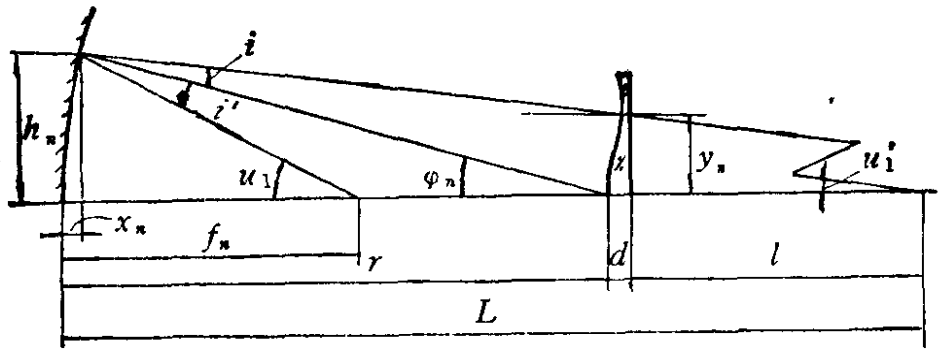


图 3.5

是会聚在一个有限距离上，见图 3.5. 在具体设计中，求中性带的焦点和求系数 a 以及 $\frac{dx}{dy}$ 的表达式都有所不同，今分别加以推导.

根据图 3.5，从相似三角形可得

$$\frac{y_n}{l} \approx \frac{h_n}{L}, \text{ 故 } h_n = \frac{Ly_n}{l} \approx \frac{y_n}{l}(r+l)$$

因为

$$u_1' = \operatorname{arctg}\frac{y_n}{l}, \quad \varphi_n = \arcsin\frac{h_n}{r}, \quad i = \varphi_n - u_1'$$

所以

$$u_1 = \varphi_n + i' = \varphi_n + i = 2\varphi_n - u_1'$$

或

$$u_1' = 2\varphi_n - u_1$$

故

$$f_n = \frac{h_n}{\operatorname{tg} u_1} + x = \frac{h_n}{\operatorname{tg}(2\varphi_n - u_1')} + (r - \sqrt{r^2 - h_n^2}) \tag{3.13}$$

求系数 a 的过程与前节相似，只要考虑到经校正板后成象在有限距离处而不是无穷远. 从式(3.13)求出的中性带焦

点出发，经球面镜反射后的象距为

$$l_1' = -\frac{rf}{r-2f}$$

对校正板而言，物距为

$$l_2 = l_1' - d = l_1' - r = \frac{r(f-r)}{r-2f}$$

将校正板中心区当作一个小的薄透镜考虑，这个透镜的焦距倒数为 $(n-1)\left(\frac{1}{\mathring{R}}-\frac{1}{\infty}\right)=\frac{n-1}{\mathring{R}}$，$l_2$ 经它成象在 l 处，因此有：

$$\frac{1}{l}-\frac{1}{\frac{r(f-r)}{r-2f}}=\frac{n-1}{\mathring{R}}$$

解出 $\mathring{R}$，得

$$\mathring{R}=\frac{(n-1)(f-r)\cdot lr}{r(f-r)-l(r-2f)}$$

故

$$a=\frac{1}{2\mathring{R}}=\frac{r(r-f)+l(r-2f)}{2rl(n-1)(r-f)} \qquad (3.14)$$

其中 f 即为式(3.13)求出的 f_m。

不难看到，当 $l\to\infty$ 时，式(3.14)即变为式(3.12)。为了求出各带的 $\frac{dx}{dy}$ 值，作出图 3.6。图上只画出反追光线到达校正板的入射点附近区域。根据图 3.6 不难写出：

$$i_2 = u_1' + \alpha, \quad \sin i_2'' = \frac{\sin i_2}{n}$$

$$i_2'' = \arcsin\left(\frac{\sin i_2}{n}\right), \quad i_3 = i_2'' - \alpha$$

表 3.3 $f/2$ 施密特系统

l	f	a
40	4.33477395	2.09716401×10^{-3}
60	4.22295081	1.84943130×10^{-4}
100	4.12817532	1.66941951×10^{-3}
1000	3.99204418	1.44901406×10^{-3}
10^{9}	3.97788087	1.42828138×10^{-3}
10^{10}	3.97630075	1.42599165×10^{-3}
10^{20}	3.97630075	1.42599164×10^{-3}

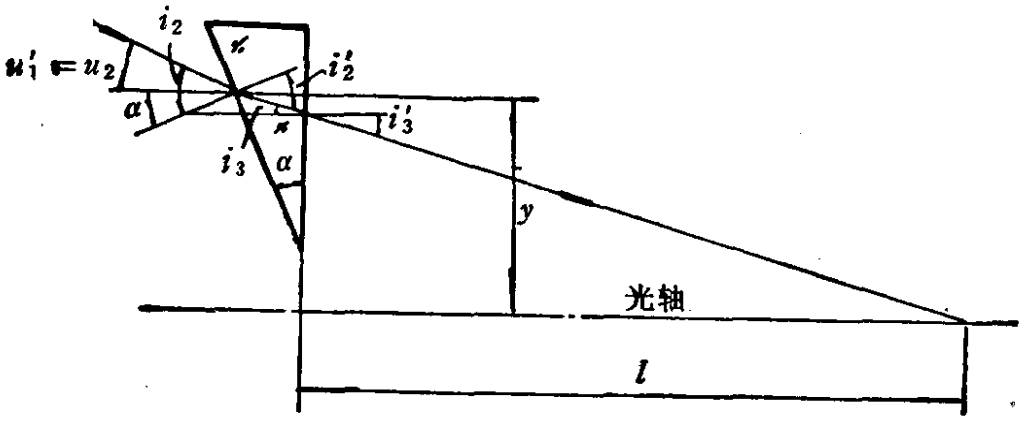


图 3.6

$$i_3 = \operatorname{arctg}\frac{y}{l}$$

$$\sin i_3' = n \cdot \sin i_3 = n \cdot \sin(i_2' - \alpha)$$

$$= n \cdot \sin\left[\arcsin\left(\frac{\sin i_2}{n}\right) - \alpha\right]$$

$$= n \cdot \sin\left[\arcsin\left(\frac{\sin(u_1' + \alpha)}{n}\right) - \alpha\right]$$

令

$$\arcsin\left(\frac{\sin i_3'}{n}\right) = P,$$

不同 l 值的非球面系数

b	c	d
-1.45321843×10^{-3}	-5.75342960×10^{-4}	-5.22504345×10^{-4}
-1.04778156×10^{-3}	-5.97129215×10^{-4}	-4.34379949×10^{-4}
-1.05904017×10^{-3}	-8.82058599×10^{-5}	-4.25190425×10^{-5}
-9.37975158×10^{-4}	-2.28011478×10^{-5}	-1.36796127×10^{-7}
-9.25033378×10^{-4}	-2.15436239×10^{-5}	-6.40261431×10^{-7}
-9.23593253×10^{-4}	-2.14313290×10^{-5}	-6.78916347×10^{-7}
-9.23593266×10^{-4}	-2.14312847×10^{-5}	-6.78943313×10^{-7}

$$P=\arcsin\left[\frac{1}{n}\sin(u_1'+\alpha)\right]-\alpha$$

则

$$\sin(P+\alpha)=\frac{1}{n}\sin(u_1'+\alpha)$$

$$n\sin P\cos\alpha+n\cos P\sin\alpha=\sin u_1'\cos\alpha+\cos u_1'\sin\alpha$$

$$(n\sin P-\sin u_1')\cos\alpha=-(n\cos P-\cos u_1')\sin\alpha$$

所以

$$\tan\alpha=-\left(\frac{n\sin P-\sin u_1'}{n\cos P-\cos u_1'}\right)$$

或

$$\frac{dx}{dy}=\left(\frac{n\sin P-\sin u_1'}{n\cos P-\cos u_1'}\right) \tag{3.15}$$

于是,对于各带可以写出如下方程式:

$$2y^2b+3y^4c+4y^6d=\left(\frac{n\sin P-\sin u_1'}{n\cos P-\cos u_1'}\right)\frac{1}{2y}-a \tag{3.16}$$

对于中性带，$i_1'=i_3'$，故上式变为

$$2y^2b+3y^4c+4y^6d=-a \tag{3.17}$$

这里有一点近似，因为校正板有一定的厚度，当目标在有限远时，式(3.16)中的 y 值在板的非球面上和平面上是不同的，而我们在推导公式时忽略了这个差别．根据以上公式，我们编制程序计算了 $f/2$ 系统在不同目标距离时的非球面系数及 f 值，结果列于表 3.3．注意其中目标距离 l 也是以 y_0 规化的，校正板材料为 K9．

3.4 卡塞格林-施密特系统的设计

这种系统是具有两个反射镜的卡塞格林型系统，其主镜和副镜有公共球心，在球心处设置球差校正板．这样，可以把系统的焦点引到主镜后面或附近，以便安置各种接收器而又保留施密特系统的特点，从而仍有较大的视场．下面讨论这种系统的设计问题．先研究一下在没有校正板时，在平行光入射的情况下，这种系统的高斯光学特点．这是设计这种系统的基础(见图 3.7)．

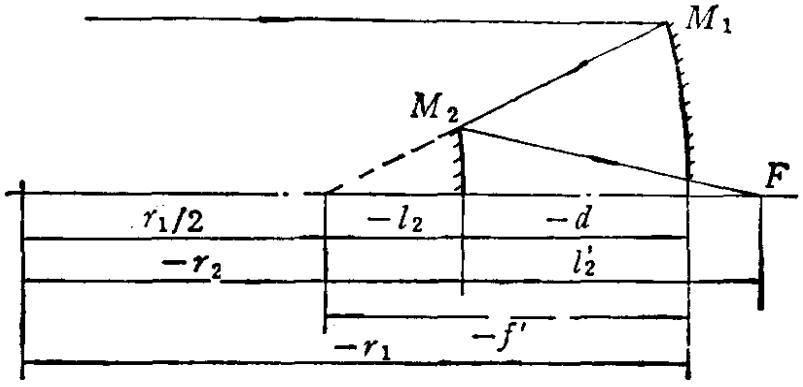


图 3.7

根据第二章，有

$$\alpha = \frac{l_2}{f_1'},\quad \beta = \frac{l_2'}{l_2}$$

而

$$r_1 = 2f_1', \quad r_2 = \frac{\alpha\beta}{\beta + 1} \cdot r_1$$

又因为主、副镜是同心系统，有

$$r_2 = r_1 - d = f_1' + l_2 = \frac{r_1}{2} + l_2$$

$$l_2 = \alpha \cdot \frac{r_1}{2}$$

故

$$r_2 = \frac{r_1}{2} + \alpha\frac{r_1}{2} = \frac{r_1}{2}(1 + \alpha) \tag{3.18}$$

于是

$$\frac{\alpha\beta}{\beta + 1} \cdot r_1 = (1 + \alpha) \cdot \frac{r_1}{2}$$

从而得

$$\frac{\alpha\beta}{\beta + 1} = \frac{1 + \alpha}{2} \tag{3.19}$$

$$r_2 = \frac{\beta}{\beta - 1} r_1$$

这几个式子是同心卡塞格林系统必须满足的高斯光学关系。α 和 β 之间只有一个是自由参数。在设计时，我们可以将主镜的曲率半径 r_1 作为单位，即令 $r_1 = 1$，然后根据设计者是优先确定副镜放大率、中心遮拦比，还是焦点引出位置来确定其一。另者随之被确定，整个系统也就定了。

焦点引出位置以 r_1 为单位，假定引出于主镜顶点之外为 mr_1（若 m 为负，则表示焦点在主镜顶点之内），则有

$$\beta = \frac{-d - mr_1}{l_2} = \frac{-(r_1 - r_2) - mr_1}{r_1 - \frac{r_1}{2}} \qquad (3.20)$$

将 $r_2 = \frac{r_1}{2}(1 + \alpha)$ 代入上式并消去 r_1，可得

$$\beta = \frac{\alpha - 1 - 2m}{\alpha}$$

因为要同时满足式(3.19)，故可解得

$$\alpha = \frac{1 + 2m}{3 + 2m} \qquad (3.21)$$

$$\beta = -2(1 + m)$$

例如，若取 $m = 0$，则

$$\alpha = 0.3333,\ \beta = -2,\ r_2 = \frac{2}{3} r_1$$

若取 $m = 0.1$，则

$$\alpha = 0.375,\ \beta = -2.2,\ r_2 = 0.6875 r_1$$

可见，要使卡塞格林-施密特系统焦点引出主镜背后，是以增大遮拦比为代价的。这点在考虑系统结构时必须首先注意到。

系统的高斯光学参数确定之后，就可以着手计算校正板曲线。这时还要确定系统的另一个关键参数，即口径 D。先以 r_1 为单位来选定 D 值，使整个系统的相对口径符合设计要求。于是一个以 r_1 规一化的系统轮廓尺寸就完全定下，以后根据实际要求的口径值或焦距值确定实际系统的数据。

和以前一样，计算校正板曲线的第一步是选定中性带的高度，然后求出中性带的焦点位置作为反算光线的出发点。中性带的位置可以通过追光线的程序导出一个表达式（参见图3.7）。设一条高度为 y_a 的平行入射光经过第一面反射，可

以写出：

$$l_1' = r_1 - y_n / \sin 2\varphi_1, \quad \varphi_1 = \arcsin(y_n / r_1)$$

从而有

$$\begin{aligned} l_2 &= l_1' - d = l_1' - (r_1 - r_2) \\ &= r_1 - y_n / \sin 2\varphi_1 - r_1 + r_2 \\ &= r_2 - y_n / \sin 2\varphi_1 \end{aligned}$$

转入第二面，有

$$\begin{aligned} & r_2 - l_2 = y_n / \sin 2\varphi_1, \quad u_2 = u_1' = 2\varphi_1 \\ & \sin i_2 = (r_2 - l_2) \cdot \sin u_2 / r_2 \\ & \qquad = y_n / \sin 2\varphi_1 \cdot \sin 2\varphi_1 / r_2 = y_n / r_2 \\ & \sin i_2' = -\sin i_2 = -y_n / r_2 \\ & u_2' = u_2 + i_2' - i_2 = 2\varphi_1 - 2\arcsin(y_n / r_2) \\ & \qquad = 2(\varphi_1 - \varphi_2) \end{aligned} \tag{3.22}$$

其中 $\sin \varphi_2 = y_n / r_2$。

$$\begin{aligned} Q_2' &= \sin i_2' \cdot r_2 / \sin u_2' \\ &= -\frac{y_n}{r_2} \cdot \frac{r_2}{\sin u_2'} = -y_n / \sin u_2' \\ &= -y_n / \sin[2(\varphi_1 - \varphi_2)] \end{aligned}$$

所以

$$l_n' = l_2' = r_2 - Q_2' = r_2 + y_n / \sin[2(\varphi_1 - \varphi_2)] \tag{3.23}$$

同时可得

$$f_n' = y_n / \tan u_2' = y_n / \tan[2(\varphi_1 - \varphi_2)] \tag{3.24}$$

下面一步是求校正板顶点曲率半径 $\mathring{R}$，然后求出曲线方程的第一项系数 a。

以式(3.23)求出的 l_n' 为 l_1，计算近轴光线经两个面反射后的象点位置，这个位置是在有限距离处，因为 l_n' 与近轴焦点有差别。校正板的顶点曲率半径就是使近轴光经它以后变为平行光。注意：现在反算光线先遇到 r_2，我们不更动次

序号，以免混淆。

令

$$l_1 = r_2 + y_n / \sin[2(\varphi_1 - \varphi_2)]$$

从近轴成象公式，有

$$l'_1 = \frac{r_2 l_1}{2l_1 - r_2},\quad l_2 = l'_1 + d_1 = l'_1 + r_1 - r_2$$

$$l'_2 = \frac{r_1 l_2}{2l_2 - r_1} = \frac{r_1(l'_1 + r_1 - r_2)}{2(l'_1 + r_1 - r_2) - r_1}$$

$$l_3 = l'_2 - d_2 = l'_2 - r_1 = \frac{r_1(l'_1 + r_1 - r_2)}{2(l'_1 + r_1 - r_2) - r_1} - r_1$$

要求 $l'_3 = \infty$，即 $\mathring{R}/(n-1) = -l_3$ 或 $\mathring{R} = -(n-1)l_3$，

$$\mathring{R} = (n-1)\left[r_1 - \frac{r_1(l'_1 + r_1 - r_2)}{2(l'_1 + r_1 - r_2) - r_1}\right]$$

即

$$= (n-1)\left(\frac{r_1 l'_1 - r_1 r_2}{2l'_1 + r_1 - 2r_2}\right)$$

将 $l'_1 = \frac{r_2 l_1}{2l_1 - r_2}$ 代入上式，得

$$\mathring{R} = \frac{(n-1)r_1 r_2(r_2 - l_1)}{2l_1(r_1 - r_2) - r_2(r_1 - 2r_2)} \tag{3.25}$$

从而

$$a = \frac{2l_1(r_1 - r_2) - r_2(r_1 - 2r_2)}{2r_1 r_2(n-1)(r_2 - l_1)} \tag{3.26}$$

和前面一样，如取到 y^8 为止，只要再算两条光线，目的是求 u'_2 及光线在校正板上的高度 y。算光线的起始距离都是 l'_n，即 $l_1 = l'_n$。起始角度可以从求中性带时得到的式(3.22)中的 u'_2 按比例算出，即

$$u_1 = u'_2 \frac{y}{y_n} = 2(\varphi_1 - \varphi_2)\frac{y}{y_n}$$

式中的 y 是我们期望的在校正板上的带高。实际追光线算出的高度可能有点差别，应以实际追出的为准，其数值为

$$y = (l_2' - r_1)\mathrm{tg}u_2'$$

注意：这里的 u_2' 是反追光线得到的，和式(3.22)中正追中性带得到的 u_2' 是两件事。l_2' 也是反追光线算得的数值。

于是，可以写出下面形式的方程组：

$$\begin{aligned} 2y^2b + 3y^4c + 4y^6d + \cdots &= -\frac{\sin u_2'}{2y(n - \cos u_2')} - a \\ &\vdots \end{aligned} \tag{3.27}$$

解这些方程组即得系数 $b, c, d, \cdots$。实际计算时还是以 y_0 规化比较方便，先算出规化系数 $a, b, c, d, \cdots$。实际口径确定后，再求如下真实系数：

$$A = a/y_0,\quad B = b/y_0^3,\quad C = c/y_0^5,\quad D = d/y_0^7, \cdots$$

3.5 施密特校正板的消色差问题

从式(3.5)不难算出，强光力的施密特系统校正板会产生可观的色差，应该设法消除。方法是将校正板设计成由两片不同种类的玻璃胶合而成。这个胶合面也是一个高次曲面，形状和球差校正曲线成镜面对称或相似，决定于两片不同牌号的玻璃何者在前。图 3.8 表示了一种状况。关于材料选择有两种考虑：

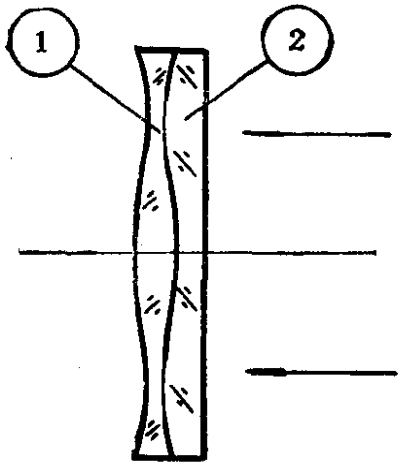


图 3.8

(1) 为设计方便，可以取两种玻璃，它们的 n_D 是相同

的，但色散不同．这样，在求消色差曲面方程时不影响已设计好的消球差曲面．这两种玻璃为 ZK6 及 F2，它们的 n_D 非常接近：

	n_D	n_C	n_F
ZK6	1.6126	1.6095	1.6200
F2	1.6128	1.60807	1.62466

假定消色差曲面也是取四项，则必须找出四个条件以解四个系数，它们是：

(a) 边缘带对于C光和F光产生相同的偏折．

(b) 对于原来的中性带，光线仍不发生偏折．

(c) 对于某一带，C光和F光也产生相等的偏折，这"某一个带"最好取在光线发生最大偏折的内带，以得到较高精度．

(d) 对近轴区，C光和F光有相同的组合焦距．

设消球差面的方程已求出为

$$x_1 = a_1y^2 + b_1y^4 + c_1y^6 + d_1y^8$$

待求的消色差曲面方程为

$$x_2 = a_2y^2 + b_2y^4 + c_2y^6 + d_2y^8$$

它们的导数分别为

$$x_1' = 2a_1y + 4b_1y^3 + 6c_1y^5 + 8d_1y^7$$

$$x_2' = 2a_2y + 4b_2y^3 + 6c_2y^5 + 8d_2y^7$$

图 3.8 中板①造成的光线偏折为 $(x_1' - x_2')(n_1 - 1)$，板②造成的光线偏折为 $x_2'(n_2 - 1)$．

条件 (a) 要求 $y = 1$ 时，下列关系式成立：

$$(x_1' - x_2')(n_{1C} - 1) + x_2'(n_{2C} - 1)$$
$$= (x_1' - x_2')(n_{1F} - 1) + x_2'(n_{2F} - 1)$$

整理后，得

$$x_2'[(n_{1F}-n_{2F})-(n_{1C}-n_{2C})]=x_1'(n_{1F}-n_{1C})$$

令

$$n_{1F}-n_{1C}=\Delta n_1,\quad n_{2F}-n_{2C}=\Delta n_2$$

则

$$x_2'(\Delta n_1-\Delta n_2)=x_1'\cdot\Delta n_1$$

即

$$2a_2+4b_2+6c_2+8d_2$$
$$=(2a_1+4b_1+6c_1+8d_1)\frac{\Delta n_1}{\Delta n_1-\Delta n_2}\qquad(3.28)$$

条件（b）要求下列关系式成立:

$$2a_2y_n+4b_2y_n^3+6c_2y_n^5+8d_2y_n^7=0\qquad(3.29)$$

条件（c）要求先找出另一个 x_2' 极值所对应的 y 值，然后列出相应方程:

$$2a_2y+4b_2y^3+6c_2y^5+8d_2y^7$$
$$=(2a_1y+4b_1y^3+6c_1y^5+8d_1y^7)\frac{\Delta n_1}{\Delta n_1-\Delta n_2}\qquad(3.30)$$

若中性带 $y_n=0.867$，则式(3.30)中 $y=0.5$。条件(d)中，假定板①及板②(见图 3.8)都是薄透镜，则

$$\frac{1}{f}=\frac{1}{f_1}+\frac{1}{f_2}$$

而

$$\frac{1}{f_1}=(n_1-1)\left(\frac{1}{R_1}-\frac{1}{R_2}\right),\quad\frac{1}{f_2}=(n_2-1)\frac{1}{R_2}$$

故

$$\frac{1}{f_C}=(n_{1C}-1)\left(\frac{1}{R_1}-\frac{1}{R_2}\right)+(n_{2C}-1)\frac{1}{R_2}$$

$$= (n_{1C} - 1)\frac{1}{\mathring{R}_1} - \Delta n_C \frac{1}{\mathring{R}_2}$$

$$\frac{1}{f_F} = (n_{1F} - 1)\left(\frac{1}{\mathring{R}_1} - \frac{1}{\mathring{R}_2}\right) + (n_{2F} - 1)\frac{1}{\mathring{R}_2}$$

$$= (n_{1F} - 1)\frac{1}{\mathring{R}_1} - \Delta n_F \frac{1}{\mathring{R}_2}$$

根据条件 (d)，应有 $\frac{1}{f_C} = \frac{1}{f_F}$，故

$$(n_{1C} - 1)\frac{1}{\mathring{R}_1} - \Delta n_C \frac{1}{\mathring{R}_2}$$

$$= (n_{1F} - 1)\frac{1}{\mathring{R}_1} - \Delta n_F \frac{1}{\mathring{R}_2}$$

整理后，得

$$\mathring{R}_2 = \mathring{R}_1 \frac{\Delta n_1 - \Delta n_2}{\Delta n_1}$$

从而

$$a_2 = a_1 \frac{\Delta n_1}{\Delta n_1 - \Delta n_2} \tag{3.31}$$

综合公式(3.28),(3.29),(3.30),(3.31),可以列出下面三个线性方程组以求 b_2, c_2, d_2:

$$\left.\begin{aligned} 2b_2 + 3c_2 + 4d_2 &= \frac{(2a_1 + 4b_1 + 6c_1 + 8d_1)}{2} \\ &\quad \times \frac{\Delta n_1}{\Delta n_1 - \Delta n_2} - a_2 \\ 2b_2 \times 0.867^2 + 3c_2 \times 0.867^4 + 4d_2 \times 0.867^6 &= -a_2 \\ 2b_2 \times 0.5^2 + 3c_2 \times 0.5^4 + 4d_2 \times 0.5^6 & \end{aligned}\right\}$$

$$= \left| -\frac{(2a_1 \times 0.5 + 4b_1 \times 0.5^3 + 6c_1 \times 0.5^5 + 8d_1 \times 0.5^7)}{2 \times 0.5} \times \frac{\Delta n_1}{\Delta n_1 - \Delta n_2} - a_2 \right| \tag{3.32}$$

分析式(3.30)及(3.31)可知，消色差面方程式的系数实际上由 a_1, b_1, c_1, d_1 分别乘以 $\frac{\Delta n_1}{\Delta n_1 - \Delta n_2}$ 得到.

下面以一个规化的 $f/1.5$ 施密特系统为例，计算其消色差曲面方程的系数. 先根据 $n_D = 1.6127$ 解出 $f/1.5$ 的施密特曲面方程式系数为

$a_1 = 2.85490438 \times 10^{-3}$　　$c_1 = -7.38664770 \times 10^{-5}$

$b_1 = -1.81068923 \times 10^{-3}$　　$d_1 = -4.43945185 \times 10^{-6}$

使消球差曲面做在 ZK6 上，即 ZK 6 是第一块玻璃（见图3.8)，根据前面所列这两种玻璃的折射率数据可以求得

$$\frac{\Delta n_1}{\Delta n_1 - \Delta n_2} = -1.72413793$$

代入式(3.31)，得

$$a_2 = -4.92224893 \times 10^{-3}$$

$$b_2 = 3.12187797 \times 10^{-3}$$

$$c_2 = 1.27355995 \times 10^{-4}$$

$$d_2 = 7.65422732 \times 10^{-6}$$

若取口径为 ϕ 500，则消球差曲线及消色差曲线的方程式系数分别为

$A_1 = 1.14196175 \times 10^{-5}$　　$A_2 = -1.96889957 \times 10^{-5}$

$B_1 = -1.15884110 \times 10^{-10}$　　$B_2 = 1.99800190 \times 10^{-10}$

$C_1 = -7.56392725 \times 10^{-17}$　　$C_2 = 1.30412539 \times 10^{-16}$

$D_1 = -7.27359791 \times 10^{-23}$ $D_2 = 1.25406861 \times 10^{-22}$

如果将 ZK6 和 F 2 的位置换一下，即把消球差面做在 F 2 上，则求得

$$\frac{\Delta n_1}{\Delta n_1 - \Delta n_2} = 2.72413793$$

从而得规一化的及 $\phi 500$ 实际系统消色差面曲线方程式的系数分别为

$a_{2'} = 7.77715332 \times 10^{-3}$ $A_{2'} = 3.110861326 \times 10^{-5}$

$b_{2'} = -4.93256720 \times 10^{-3}$ $B_{2'} = -3.15684301 \times 10^{-10}$

$c_{2'} = -2.01222472 \times 10^{-4}$ $C_{2'} = -2.06051811 \times 10^{-16}$

$d_{2'} = -1.20936792 \times 10^{-5}$ $D_{2'} = -1.98142840 \times 10^{-22}$

由此算出消球差面及两种情况消色差面的各带非球面度如表 3.4。从而画出 ZK6 与 F2 的不同配置方式得出校正板的形

表 3.4

y(mm)	x_1(mm)	x_2(mm)	x_2'(mm)
0	0	0	0
25	0.00709	−0.01223	0.01932
50	0.02782	−0.04797	0.07580
75	0.06056	−0.10441	0.16496
100	0.10253	−0.17678	0.27931
125	0.14985	−0.25863	0.40820
150	0.19739	−0.34034	0.53773
175	0.23880	−0.41173	0.65053
200	0.26634	−0.45921	0.72556
216.75	0.27253	−0.46987	0.74240
225	0.27083	−0.46695	0.73777
250	0.24148	−0.41634	0.65782

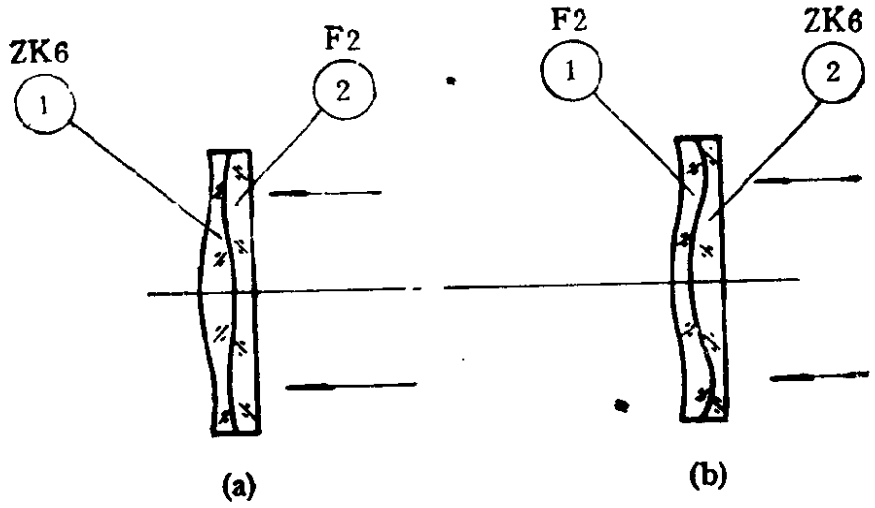


图 3.9

状(如图 3.9 所示)。

从表 3.4 及图 3.9 可以看出,消色差施密特校正板显然应该在冕牌玻璃上做出消球差曲面。这样,消色差面的非球面度较小。

为了校验用此方法解出的消色差施密特校正板曲线的精度,我们将第一种玻璃配置方法,即消球差曲线在 ZK6 玻璃上的数据用光学自动设计程序先计算出其评价函数,然后进行优化。给定 $\phi = 500\text{mm}$, $2\omega = 5°$, C,D,F 光。结果如下:

	评价函数	焦距
原设计	0.0010856	757.5772mm
优化后	0.0010247	760.1123mm

这里焦距定义为 $f = y/\sin u'$。优化后的曲线方程式系数为

$A_1 = 1.501038 \times 10^{-5}$ $A_2 = -2.56484 \times 10^{-5}$

$B_1 = -1.142580 \times 10^{-10}$ $B_2 = 1.941781 \times 10^{-10}$

$C_1 = -7.562987 \times 10^{-17}$ $C_2 = 1.510758 \times 10^{-16}$

$D_1 = -6.170284 \times 10^{-23}$ $D_2 = -2.101124 \times 10^{-23}$

从曲线方程式系数看，优化后变化较大，但从评价函数看，改善的程度极小。另外，可注意到优化后的焦距有了些变化，说明优化过程中已不保持中性带的高度为 $0.807y_0$，因为自动优化是以给定的视场来平衡象质的。

（2）另一种选择是一般的选取冕牌和火石玻璃对，主要从获得玻璃的方便来考虑，常用的是 K9 和 F2。它们的 n_D，n_C 及 n_F 如下：

	n_D	n_C	n_F
K9	1.5163	1.5139	1.52195
F2	1.6128	1.60807	1.62465

用 n_D 不相等的两种玻璃做消色差施密特校正板的设计过程较复杂一些，这时不能先将消球差曲面设计好，因为两个曲面是相互影响的，设计时要同时考虑。面的次序还是按图 3.8 中所示。首先设法解出两个面的第一个系数 a_1 及 a_2，然后综合考虑两个面的影响，解出第一面的方程式系数，最后求第二面的系数。

先求 a_1, a_2 的关系。以 $l_1 = f_m$，经球面镜成象得 l_1'，即校正板的近轴区焦点位置。设校正板近轴区光焦度为 φ，则

$$\varphi = \frac{1}{l'} = \frac{r - 2f_m}{rf_m}$$

设板①及板②的近轴区光焦度分别为 φ_1 及 φ_2，则有

$$\varphi_1 = (n_1 - 1)(2a_1 - 2a_2),\quad \varphi_2 = (n_2 - 1)\cdot 2a_2$$

其中 n_1 及 n_2 分别为两块板的 n_D。故对于D光应有

$$-[(n_1 - 1)(2a_1 - 2a_2) + (n_2 - 1)\cdot 2a_2] = \frac{1}{\frac{rf_m}{2f_m - r} - r}$$

或

$$(n_1-1)\cdot a_1-(n_1-n_2)\cdot a_2=\frac{r-2f_m}{2r(r-f_m)} \tag{3.33}$$

对于 C,F 光消色差,近轴区应有相同光焦度:

$$(n_{1C}-1)a_1-(n_{1C}-n_{2C})a_2$$
$$=(n_{1F}-1)a_1-(n_{1F}-n_{2F})a_2$$

或

$$\Delta n_1 a_1+(\Delta n_2-\Delta n_1)a_2=0$$

即

$$a_2=\frac{\Delta n_1}{\Delta n_1-\Delta n_2}\cdot a_1 \quad 或 \quad a_1=\frac{\Delta n_1-\Delta n_2}{\Delta n_1}\cdot a_2 \tag{3.34}$$

联立式(3.33)和式(3.34)，解出

$$a_1=\frac{\dfrac{r-2f_m}{2r(r-f_m)}}{\left[(n_1-1)-(n_1-n_2)\cdot\dfrac{\Delta n_1}{(\Delta n_1-\Delta n_2)}\right]} \tag{3.35}$$

第二步求入射光线过两个非球面后的偏角（参见图3.10）。设一条平行于光轴的光线以 y 的高度入射到施密特校正板上，过平面时不发生偏折，到胶合面上我们可以写出

$$\mathrm{tg}\,i=\frac{dx_2}{dy_2}$$

图 3.10 中板①，②对D光的折射率分别为 n_1 及 n_2，则有

$$n_1\sin i'=n_2\sin i=n_2\sin\left(\mathrm{arctg}\,\frac{dx_2}{dy_2}\right)$$

所以

$$i'=\arcsin\left[\frac{n_2}{n_1}\sin\left(\mathrm{arctg}\,\frac{dx_2}{dy_2}\right)\right]$$

$$\Delta i = i' - i = \arcsin\left[\frac{n_2}{n_1}\sin\left(\operatorname{arctg}\frac{dx_2}{dy_2}\right)\right] - \operatorname{arctg}\frac{dx_2}{dy_2} \tag{3.36}$$

这条光线从第① 面上射出后与光轴的夹角应等于 u_1' 角（参见图 3.11），我们可以写出：

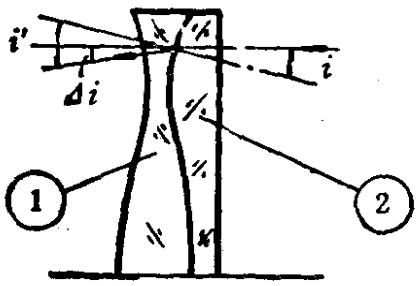


图 3.10

$$\sin(\alpha + u_1') = n_1 \sin(\alpha - \Delta i)$$

展开并整理后，得

$$\operatorname{tg}\alpha = \frac{\sin u_1' + n_1 \sin \Delta i}{n_1 \cos \Delta i - \cos u_1'}$$

从图 3.11，有

$$\frac{dx_1}{dy_1} = -\operatorname{tg}\alpha$$

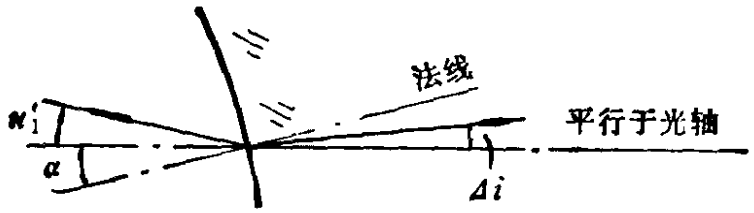


图 3.11

故

$$-\frac{dx_1}{dy_1} = \frac{\sin u_1' + n_1 \sin \Delta i}{n_1 \cos \Delta i - \cos u_1'} \tag{3.37}$$

此式中右边 Δi 中含 $\frac{dx_2}{dy_2}$，需要找出 $\frac{dx_1}{dy_1}$ 和 $\frac{dx_2}{dy_2}$ 的关系，使方程式中只含其一才能解。

将校正板①，②在光线穿过的区域看作二个小光楔，为了消色差，必须使 C 及 F 光过该区时有相等的偏折，故可写出：

$$(n_{1C}-1)\frac{dx_1}{dy_1}-(n_{1C}-n_{2C})\frac{dx_2}{dy_2}$$
$$=(n_{1F}-1)\frac{dx_1}{dy_1}-(n_{1F}-n_{2F})\frac{dx_2}{dy_2}$$

整理后，可得

$$\frac{dx_2}{dy_2}=\frac{\Delta n_1}{\Delta n_1-\Delta n_2}\frac{dx_1}{dy_1} \tag{3.38}$$

式(3.36)中 $\frac{dx_2}{dy_2}$ 进入反三角函数，很难求分析解，考虑到 i 角本身已不大，Δi 则更小，故可取近似，即

$$\Delta i=-\frac{dx_2}{dy_2}+\frac{n_2}{n_1}\frac{dx_2}{dy_2}=\frac{(n_2-n_1)}{n_1}\frac{dx_2}{dy_2}$$

将式(3.38)代入上式，得

$$\Delta i=\frac{n_2-n_1}{n_1}\cdot\frac{\Delta n_1}{\Delta n_1-\Delta n_2}\frac{dx_1}{dy_1} \tag{3.39}$$

再设式(3.37)中 $\sin\Delta i=\Delta i$，$\cos\Delta i=1$，将式(3.39)的 Δi 代入式(3.37)，整理后可得

$$\frac{dx_1}{dy_1}=\frac{-\sin u_1'}{\left[(n_1-\cos u_1')-\frac{\Delta n_1(n_1-n_2)}{\Delta n_1-\Delta n_2}\right]}$$

或

$$2by_1^2+3cy_1^4+4dy_1^6$$
$$=\frac{-\sin u_1'}{2y_1\left[(n_1-\cos u_1')-\frac{\Delta n_1(n_1-n_2)}{\Delta n_1-\Delta n_2}\right]}-a \tag{3.40}$$

和以前一样，包括中性带，列出三个方程式即可解出第一面的方程式系数 a_1，b_1，c_1，d_1。

对于 K9，F2 两种材料组成的 $f/1.5$ 施密特校正板，第

一个非球面做在 K9 上，按上述方法可求得

$a_1 = 4.11250464 \times 10^{-3}$　　$a_2 = -3.87654126 \times 10^{-3}$

$b_1 = -2.60831244 \times 10^{-3}$　　$b_2 = 2.45865517 \times 10^{-3}$

$c_1 = -1.06397836 \times 10^{-4}$　　$c_2 = 1.00293042 \times 10^{-4}$

$d_1 = -6.39776620 \times 10^{-6}$　　$d_2 = 6.03068125 \times 10^{-6}$

若口径为 500mm，则实际的曲面系数为

$A_1 = 1.64500186 \times 10^{-5}$　　$A_2 = -1.55061650 \times 10^{-5}$

$B_1 = -1.66931989 \times 10^{-10}$　　$B_2 = 1.57353924 \times 10^{-10}$

$C_1 = -1.08951384 \times 10^{-16}$　　$C_2 = 1.02700075 \times 10^{-16}$

$D_1 = -1.04821001 \times 10^{-22}$　　$D_2 = 9.88066817 \times 10^{-23}$

用这些数据进行轴上光线追迹(见附录四)，得 D，C，F 三个波长的各带球差列于表 (3.5)。 可见轴上点色差及球差均消除得很好。

表 3.5

波长 / LA′ / y	D	C	F
50	0.0000255	−0.00362	−0.00362
100	−0.0000062	−0.00304	−0.00304
150	0.0000051	−0.00201	−0.00201
200	0.0000039	−0.00057	−0.00057
250	0.001152	+0.00139	+0.00140

用自动程序算得评价函数：0.001381；

将①面优化后得评价函数：0.001293；

两面均从平板开始自动优化的评价函数：0.001135。

由此可见，对于一般情况，用本节所述方法解出的消色差施密特校正板已足够好，可以使用。比较式(3.11)及式(3.40)

可知，计算单块施密特校正板及消色差校正板的公式只在等式右边分母中的括号内差一项 $\frac{\Delta n_1(n_1-n_2)}{\Delta n_1-\Delta n_2}$，再比较式(3.12)及式(3.35)可知，在求 y^2 项的系数 a 时，也是在分母中 $(n-1)$ 括号内差同一项 $\frac{\Delta n_1(n_1-n_2)}{\Delta n_1-\Delta n_2}$。从式(3.31)及(3.34)可知，不论是用等 n_D 或不等 n_D 的两种玻璃做色差校正板，胶合面的施密特曲线各项系数都是非胶合面各项系数乘以因子 $\frac{\Delta n_1}{\Delta n_1-\Delta n_2}$。这样，单片校正板或消色差校正板的求解过程完全可以用一个统一的程序来计算，这个程序见附录三。

3.6 反射式施密特系统

现在使用中的大部分施密特系统的校正板都是用透射光学元件做的。对于中等口径及使用在可见波段的系统，没有材料方面的困难，但对口径在 1.5m 以上，或要求能透过紫外达 300nm，甚至更短波长的系统，则透射式校正板遇到了玻璃材料的很大困难。因此，反射式施密特系统就成为唯一的选择。

反射式施密特系统是指校正板用反射镜来做。这样，尺寸大及波段宽的问题都迎刃而解，但是要使光经校正板反射后到达球面镜，就必须将校正板斜放(见图 3.12)。斜放校正板引起两个问题：一是从设计上看，只有零视场时可以得到好的象质，而子午及弧矢视场都存在象差；二是从工艺上看，这时校正板不是轴对称非球面，而是轴线对称，加工特别困难。

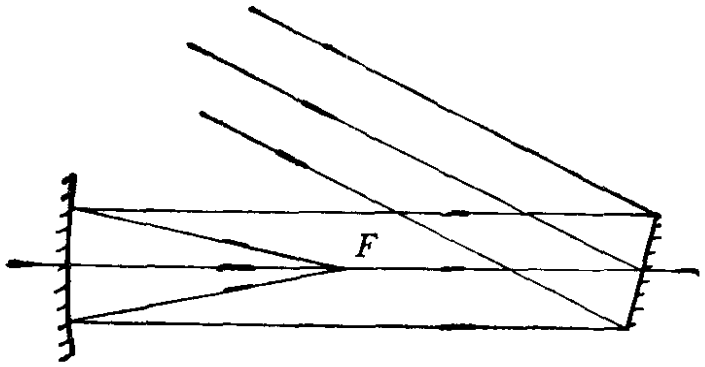


图 3.12

1. 校正板面形方程的推导

为导出校正板的面形方程，我们先按正入射考虑，即反射校正板表面垂直于光轴(见图 3.13)。这时校正板的面形方程为

$$x = ay^2 + by^4 + cy^6 + dy^8 + \cdots$$

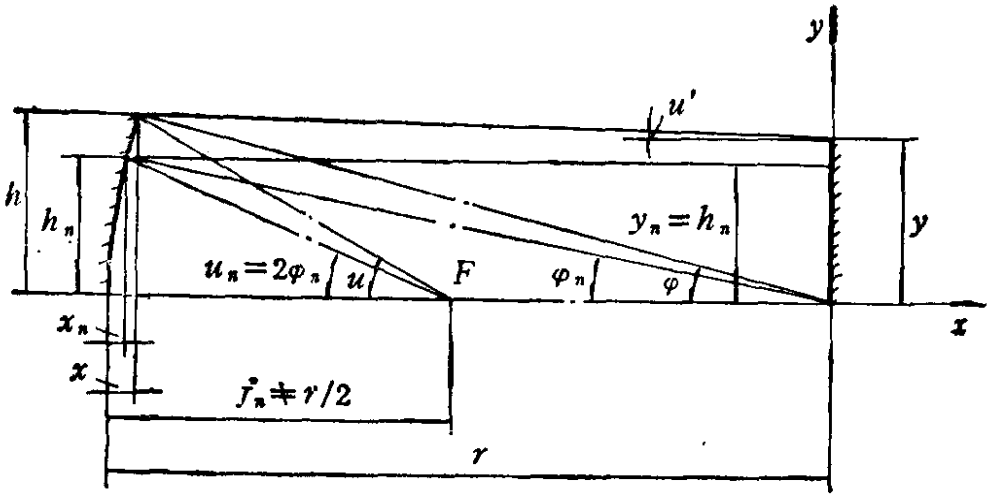


图 3.13

和折射施密特系统设计基本一样，先取定中性带 h_n，求出 f_n，再求出任意两带的 u'，令校正板上相应的 y 处的斜率 $\frac{dx}{dy} = \frac{u'}{2}$，列出方程组，即可求解系数。

为降低方程级次，可求出第一项的系数 a，因 $a=\frac{1}{2\mathring{R}}$，$\mathring{R}$ 的值使近轴光经过校正板反射和球面镜反射后，聚到 F 点．如果 $\mathring{R}=\infty$，则近轴光应聚到 $\frac{r}{2}$ 处，r 是球面镜的曲率半径，$\mathring{R}$ 是校正板的顶点曲率半径。

对于中性带，有

$$\left.\begin{aligned} x_n &= r-\sqrt{r^2-h_n^2} \\ \varphi_n &= \arcsin(h_n/r) \\ u_n &= 2\varphi_n,\ u'=0 \\ f_n' &= r-h_n/\sin(2\varphi) \end{aligned}\right\} \tag{3.41}$$

对于任意带，有

$$\left.\begin{aligned} x &= r-\sqrt{r^2-h^2} \\ \varphi &= \arcsin(h/r) \\ u &= \operatorname{arctg}[h/(f_n-x)] \\ i &= u-\varphi \\ u' &= u-2i=2\varphi-u \end{aligned}\right\} \tag{3.42}$$

为了使近轴区的光聚到 F 点，即离球面镜顶点为 f_n，不难求出二次项系数

$$a=-\frac{1}{4}\frac{2f_n-r}{r(f_n-r)} \tag{3.43}$$

若取到 y^8 为止，则斜率方程可写为

$$2y^2b+3y^4c+4y^6d=\frac{\frac{dx}{dy}}{2y}-a$$

令 $\frac{dx}{dy}=\frac{u'}{2}$，则光线变成与光轴平行，故

$$2y^2b + 3y^4c + 4y^6d = \frac{u'}{4y} - a \qquad (3.44)$$

其中的 y 可根据 h 求得，对于中性带 $y = h_n$；对任意带，有

$$y = h - (r - x)\mathrm{tg}\ u' \qquad (3.45)$$

根据式 (3.44) 列方程组求解系数 b，c，d 时，其中 y 要由式 (3.45) 求出.

反射式施密特校正板的中性带可选在 $\frac{\sqrt{2}}{2} y_{\max}$ 处，因为没有色差最小问题，只要考虑非球面度最小.

正入射的反射式施密特系统没有实际意义，因为主镜正好将入射光全部挡掉，只有将校正板倾斜一个角度 α，才能让光射到校正板，α 当然愈小愈好. 其最小允许值由系统的相对口径及视场决定，相对口径及视场愈大，α 愈大.

斜入射施密特校正板须引入 z^2 项 (见图 3.14).

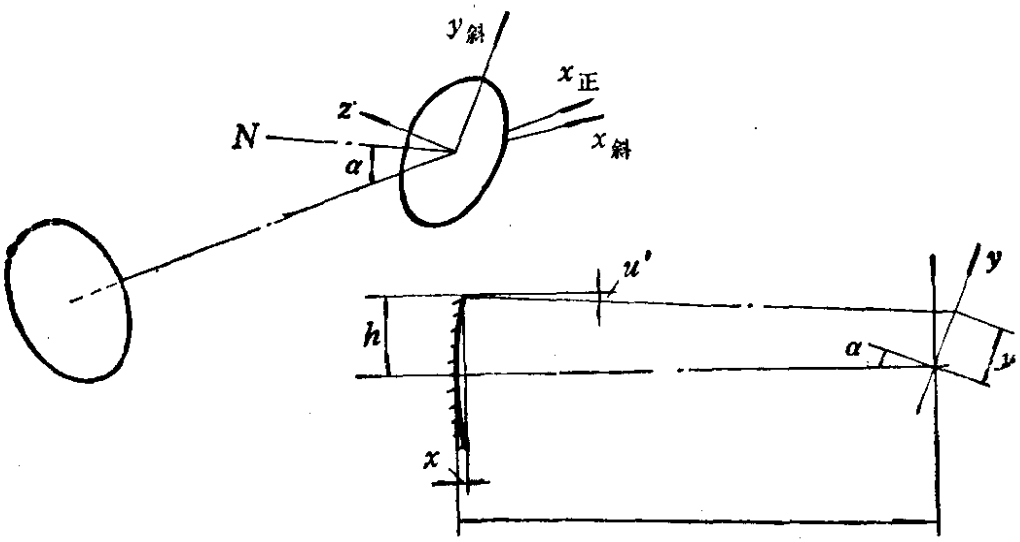


图 3.14

其上的 y 值可按下列方程式推得:

$$\pm y \cdot \cos\alpha = h - (r - x \pm y\sin\alpha) \cdot \mathrm{tg}u'$$

$$= h - (r - x)\mathrm{tg}\ u' \mp y\sin\alpha\ \mathrm{tg}\ u'$$

$$\pm y(\cos\alpha + \sin\alpha \operatorname{tg} u') = h - (r - x)\operatorname{tg} u'$$

$$\therefore \quad \pm y = \frac{h - (r - x)\operatorname{tg} u'}{\cos\alpha + \sin\alpha \operatorname{tg} u'} \tag{3.46}$$

当 u' 很小时，$h = y \cdot \cos\alpha$，即 $y_{正} = y_{斜}\cos\alpha$。 z 方向与正放的校正板一样。 x 方向也有同样的关系，即 $x_{正} = x_{斜} \cdot \cos\alpha$，见图 3.15。因此，斜入射校正板的方程应为

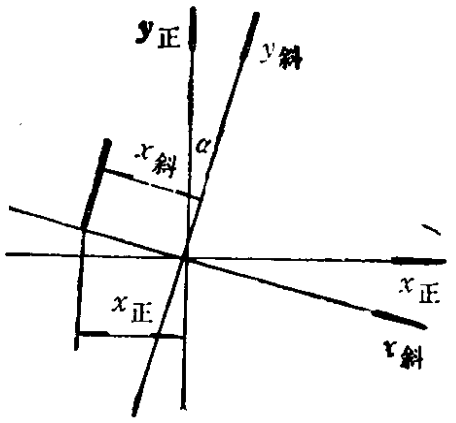


图 3.15

$$x = \frac{a}{\cos\alpha}(y^2\cos^2\alpha + z^2) + \frac{b}{\cos\alpha}(y^2\cos^2\alpha + z^2)^2 + \frac{c}{\cos\alpha}(y^2\cos^2\alpha + z^2)^3 + \frac{d}{\cos\alpha}(y^2\cos^2\alpha + z^2)^4 + \cdots \tag{3.47}$$

用元光束在曲面上反射的象散公式考察式 (3.47) 的第一项，可知子午及弧矢光线成象在同一点，即正入射时的象点，没有象散。

2. 视场光束引起的球差

斜置的校正板只对零视场光束能很好成象，与正入射一样。对于其它方向的视场光线，则发生变化。以子午面内的视场光束来考察(见图 3.16)。设弧矢面内的通光口径为 D_0，在子午面内，斜放校正板的通光口径为 D，零视场光束反射后的口径为 $D_0 = D \cdot \cos\alpha$，而 $-\omega$ 视场的光束反射后的

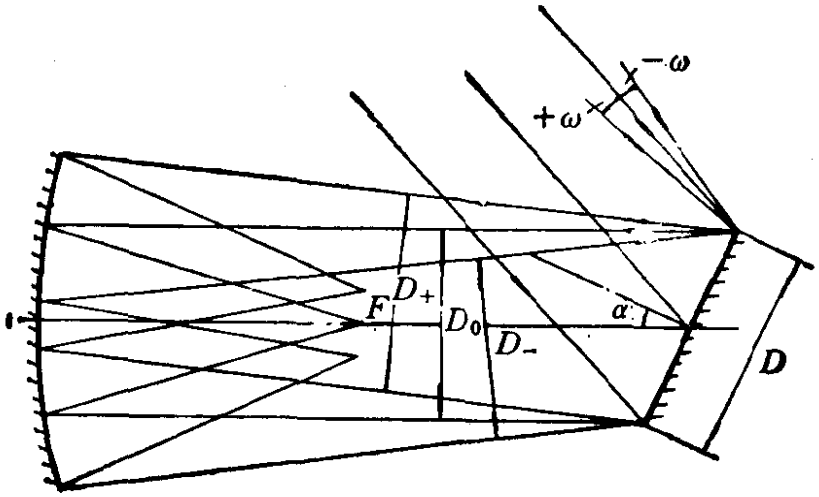


图 3.16

宽度 $D_- = D\cos(\alpha + \omega)$； $+\omega$ 视场的光束反射后的宽度 $D_+ = D\cos(\alpha - \omega)$。不难看出：

$$D_+ > D_0,\ D_- < D_0$$

也就是说，正、负视场投射到主镜上的光束变成椭圆（见图 3.17）。

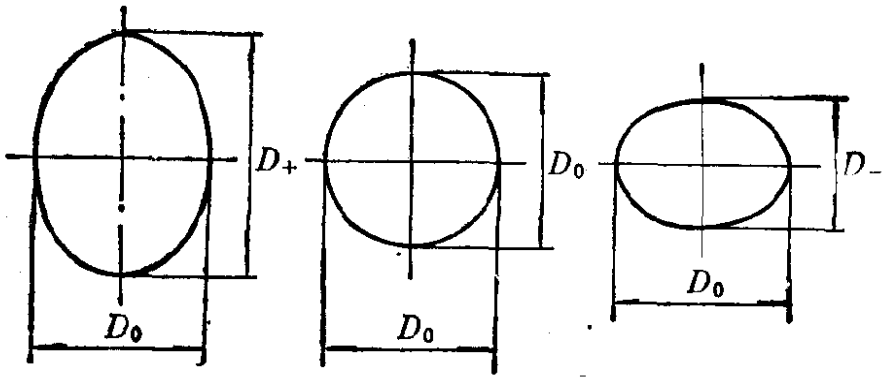


图 3.17

在入射口径处，校正板曲面上的斜率是一定的，它对于 D_0 口径所产生的光线偏斜正好抵消球面镜的球差，对于 D_+ 口径就成为欠校正，对于 D_- 则为过校正。

球面镜的球差为

$$LA' = \frac{y^2}{8f}$$

其中 $y = \frac{D_0}{2}$. 这个球差被校正板的曲面所校正，令 y 发生了变化，变为 $y \pm \Delta y$，其中 $\Delta y = \frac{D_\omega - D_0}{2}$，则球差变为

$$LA'_\omega = \frac{(y \pm \Delta y)^2}{8f} = \frac{y^2 \pm 2\Delta y \cdot y + \Delta y^2}{8f}$$

欠校正或过校正的量为

$$\Delta LA' = \frac{\pm 2y\Delta y + \Delta y^2}{8f}$$

根据此式可以算出相应的弥散斑角秒值. 但我们可以通过调焦使象斑变小一些，可推导出具有初级球差时，若调焦量 $\Delta = -\frac{1}{4} LA'$，最小弥散斑为

$$2\rho = \frac{D}{f} \cdot \frac{LA'}{4}$$

上面已讲到，对于 $+\omega$ 及 $-\omega$ 视场，球差属于正及负，故调焦实际上是使焦面绕 z 轴转一小角度.

以口径 $D = 1000\text{mm}$，$f/2.5$ 的反射式施密特系统为例，从实际出发，选择 $\alpha = 7°$，$\omega = \pm 2°$，则

$$D_0 = 1000\text{mm}, \quad D = D_0/\cos\alpha = 1007.51\text{mm}$$

当 $\omega = +2°$ 时

$$D_\omega - D_0 = D \cdot [\cos(7° - 2°) - \cos 7°]$$
$$= 3.676\text{mm}$$

$$\Delta y = \frac{D_\omega - D_0}{2} = 1.838\text{mm}$$

$$\Delta LA' = 0.092\text{mm} \text{ (相当于 } 3.04'')$$

调焦 $\Delta = -0.023$ mm 后，$2\rho = 0.0092$ mm，相当于

0.76″。当 $\omega = -2°$ 时

$$D_\infty - D_0 = D \cdot [\cos(7° + 2°) - \cos 7°]$$
$$= -4.894\text{mm}$$
$$\Delta y = \frac{D_\infty - D_0}{2} = -2.447\text{mm}$$
$$\Delta LA' = -0.122\text{mm}\ (\text{相当于 } 4.028'')$$

调焦 $\Delta = 0.031$mm 后，$2\rho = -0.0122$mm，相当于 1.007″。

3. 实例计算

从以上分析可知，反射式施密特系统的焦面应对光轴略有倾斜，可以改善象质。这个结果对于安排光线计算十分重要。当然，视场光束还要产生一些象散差，为了得到准确的数据，必须用计算机进行空间光线计算，并求得最佳焦面倾斜

表 3.6

象面倾斜	最大弥散(″) \ 视场		−2°	−1°	0°	1°	2°
0°	子午	y 方向	4.86	3.30	0.03	2.80	3.78
		z 方向	1.03	0.71	0.03	0.58	0.79
	弧矢	y 方向	1.81	1.26	0.03	1.26	1.81
		z 方向	2.26	1.48	0.03	1.48	2.26
0.035°	子午	y 方向	3.15	2.10	0.03	1.53	2.03
		z 方向	2.72	1.88	0.03	1.79	2.53
	弧矢	y 方向	1.81	1.26	0.03	1.26	1.81
		z 方向	2.26	1.48	0.03	1.48	2.26
0.07°	子午	y 方向	1.44	0.90	0.03	0.67	1.00
		z 方向	4.45	3.10	0.03	3.02	4.29
	弧矢	y 方向	1.81	1.27	0.03	1.27	1.81
		z 方向	2.26	1.48	0.03	1.48	2.26

量，结果列于表 3.6。

由表 3.6 可知，最大弥散在 3″ 左右，最佳象面倾斜应略大于 0.035°。

3.7 施密特校正板的加工与检验

这里主要讨论透射式施密特校正板的工艺问题。

1. 起始球面与非球面度

透射式校正板曲线由于要满足最小色差要求，其最外带的 x 值不为零，即从平面磨起，边缘带也有磨削量。因此，找出合理的起始球面，算出真正的非球面度，是着手加工施密特校正板的第一步。球面总是可以用磨盘比较方便地磨出，真正的非球面度是指非球面与起始球面之间的差。以 $D=500$，$f/1.5$ 的施密特校正板（ZK7）为例，其非球面方程式为

$$x = 1.14196 \times 10^{-5}y^2 - 1.15884 \times 10^{-10}y^4 - 7.56393 \times 10^{-17}y^6 - 7.27360 \times 10^{-23}y^8$$

算出各带的 x 值，并画出曲线如图 3.18。起始球面应该是和施密特曲线在顶点及边缘带相接触的球面，设起始球面半径为 R_s，在图 3.18 中非球面曲线边缘点的坐标为 (0.24148，250)，起始球面中心的坐标为 $(R_S, 0)$，故可写出方程：

$$(R_S - 0.24148)^2 + 250^2 = R_S^2$$

从而解得

$$R_S = \frac{250^2 + 0.24148^2}{2 \times 0.24148} = 129410.424\text{mm}$$

不难算出这个球面与平面的各带差 x_S 及真正的非球面度 δ 如下：

y(mm)	x_5(mm)	δ(mm)
0	0	0
25	0.00242	0.00467
50	0.00966	0.01816
75	0.02173	0.03883
100	0.03864	0.06389
125	0.06037	0.08948
150	0.08693	0.11046
175	0.11833	0.12047
176.777	0.12074	0.12058
200	0.15455	0.11179
216.75	0.18152	0.09101
225	0.19560	0.07523
250	0.24148	0

y(mm)	x(mm)
0	0
25	0.00709
50	0.02782
75	0.06056
100	0.10253
125	0.14985
150	0.19739
175	0.23880
176.777	0.24132
200	0.26634
216.75	0.27253
225	0.27083
250	0.24148

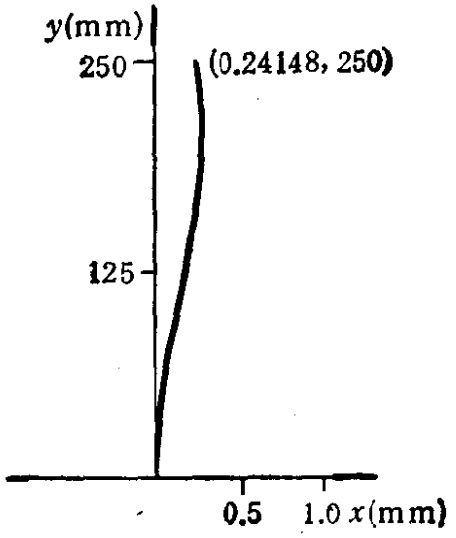


图 3.18

可见真正的最大非球面度还不到原来 x 值的一半。另外，还可以注意到最大非球面度已不是在 0.867 带 (216.75 mm)

处，而在 $\sqrt{2}/2$ 带（176.777mm）处。

2. 细磨及检验

施密特校正板的非球面度总是比较大，一般都在 10^{-2} 到 10^{-1}mm 量级，因此必须从细磨开始加工，首先细磨出起始球面，然后细磨非球面。细磨的方法可以有各种各样，决定于一个车间的传统及新手段的开发或引进程度。这里介绍几种方法如下：

（1）小工具或环工具。这是传统的，也是经验式的加工方法，一般用小铁盘对准要磨的带，作很小的摆动，盘的直径及摆幅要根据非球面度来决定。为了提高效率，可以将多个小盘布置在同一带区上。如有条件，也可以做成环状工具，则效率更高。但环的数目要很多，并要根据检测结果临时决定其直径和宽度。这是过去常用的方法。

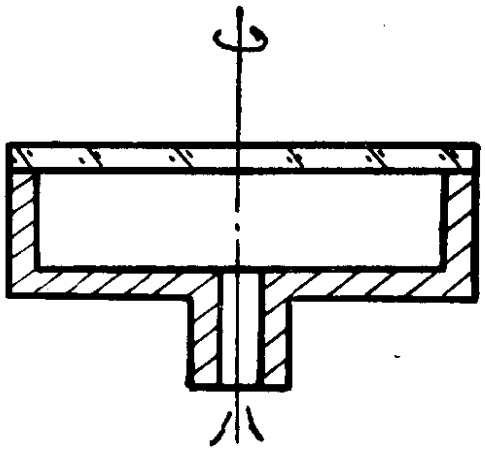


图 3.19

（2）抽空变形法。Schmidt 本人就用这个方法加工最早的校正板，但是应用并不很普遍，主要因为所需工具是专门的，只有在批量生产时才容易被接受。方法的原理是将施密特校正板放在一个圆盒状工具上，这个工具可以抽真空并装在机床轴上转动（参见图 3.19），校正板要加工的一面朝上。根据材料力学，平板在均匀压力作用下其截面变形曲线为四次方程，与根据三级象差理论解出的 Schmidt 曲线方程一致，但符号相反。如适当选择玻璃厚度，则可使变形量的绝对值

和施密特校正板要求的相同. 这样，在抽真空的状态下将该面磨成一个凹的球面，则回到自由状态后，这个面就成为所要的 Schmidt 曲面了. 一般讲，虽然不能做到完全理想，但比经验的逐带修磨效率要提高很多.

无孔圆板均布载荷的变形公式为

$$w = \bar{w} \cdot \frac{qH^4}{K} \text{ (mm)}$$

其中 q 为载荷密度 (kg/cm^2)；H 为圆板半径 (mm)；K 为板的刚度 $\left[K = \frac{Ed^3}{12(1-\nu^2)}\right]$；$E$ 为弹性模量，$E_{玻璃} \doteq 5.6 \times 10^5$ (kg/cm^2)；d 为板厚 (mm)；ν 为泊桑比，$\nu_{玻璃} = 0.25$；$\bar{w}$ 与支承半径有关(参见图 3.20).

令

$$\beta = \frac{b}{H},\ \rho = \frac{y}{H}$$

$$\bar{W} = \begin{cases} \frac{1}{8}\left\{\frac{1-\beta^2}{2}\left[\frac{(3+\nu)-(1-\nu)\rho^2}{1+\nu}\right]\right. \\ \quad \left. -\frac{1-\rho^2}{8}\left[\frac{5+\nu}{1+\nu}-\rho^2\right]+(\beta^2+\rho^2)\ln\beta\right\} \\ \qquad \text{当 } \rho \leqslant B \\ \frac{1}{8}\left\{\frac{1-\rho^2}{8}\left[\frac{(7+3\nu)-4(1-\nu)\beta^2}{1+\nu}+\rho^2\right]\right. \\ \quad \left. +(\beta^2+\rho^2)\ln\rho\right\} \qquad \text{当 } \rho \geqslant \beta \end{cases}$$

特殊情况，$\beta = \frac{b}{H} = 1$ (边缘支承)，则有

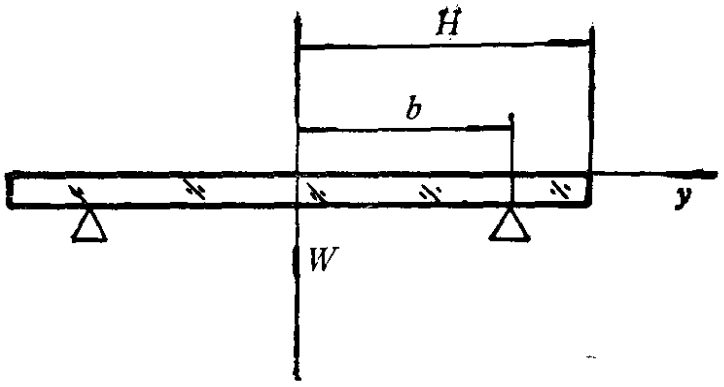


图 3.20

$$\overline{W} = -\frac{1-\rho^2}{64}\left(\frac{5+\nu}{1+\nu}-\rho^2\right)$$

$$= -\frac{1}{64}(\rho^4 - 5.2\rho^2 + 4.2)$$

$$W = \overline{W}qH^4 \Big/ \frac{Ed^3}{12(1-\nu^2)} = 1.26\times 10^{-5}\overline{W}\cdot\frac{qD^4}{d^3} \tag{3.48}$$

其中 $D = 2H$，$\nu = 0.25$（对玻璃）。

q 由两部分组成，一是气压差 q_1，它造成的变形为

$$W_1 = -1.97\times 10^{-8}\cdot\frac{q_1D^4}{d^3}(\rho^4 - 5.2\rho^2 + 4.2)$$

$$= Q_1(\rho^4 - 5.2\rho^2 + 4.2) \tag{3.49}$$

二是玻璃自重 q_2，$q_2 = \rho' \cdot d$（此处 d 应以 cm 为单位），ρ' 为玻璃比重，K9 的 $\rho' = 0.00252\text{kg/cm}^3$，它造成的变形为

$$W_2 = -4.96\times 10^{-10}\frac{D^4}{d^2}(\rho^4 - 5.2\rho^2 + 4.2)$$

$$= Q_2(\rho^4 - 5.2\rho^2 + 4.2) \tag{3.50}$$

将式(3.49)及(3.50)与式(3.2)比较，可知抽真空的变形曲线，相当于 $a = 5.2$ 的施密特曲线，如用平面磨盘加工，则这条

曲线的中性带已超出边缘光的高度，系统的焦距比边光焦距还短，这时的色差也大大增加。因此实际上是要选择一个适当的凸球面，使磨出的曲线接近所要的面形。

这个球面的半径一般很大，由它磨出的面的矢高可以用抛物线方程来代表，设为

$$f(\rho) = a\rho^2 + b$$

目的是使 $\rho = 0$ 时 $f(\rho) = 4.2$；$\rho = 1$ 时 $f(\rho) = 0$。故可得

$$a = -4.2,\quad b = 4.2$$

从而

$$f(\rho) = -4.2(\rho^2 - 1)$$

用这个球面去磨抽空变形后的校正板，磨掉部分的形状为

$$f(\rho) - (\rho^4 - 5.2\rho^2 + 4.2) = \rho^2 - \rho^4$$

图 3.21 画出用平面及凸球面磨出的校正板的不同结果。

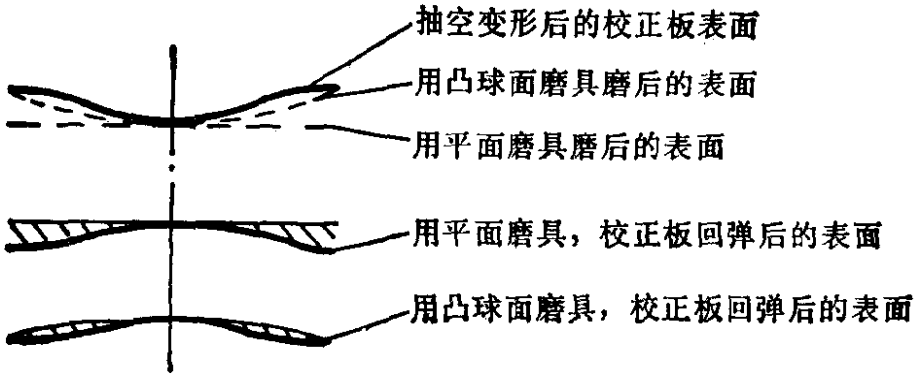


图 3.21

下面以 $D = 500$ mm，$f/1.5$ 的施密特校正板为例来求凸球面的半径及应产生的气压差。

设玻璃为 ZK6，校正板厚度 $d = 10$mm。前面算出，这校正板的边缘带非球面度为 0.24148mm，真正的最大非球面度为 0.12058mm。

先算凸球面的半径 r，我们要求它全口径的矢高正好是

施密特校正板边缘带的非球面度，即为 0.24148mm，故有

$$r - \sqrt{r^2 - 250^2} = 0.24148$$

从而得

$$r = 129410.4\text{mm}$$

如不考虑玻璃自重并假定完全抽空，即产生 1 个大气压差（98.0665 kPa）的均匀载荷，这时式 (3.49) 中 $q_1 = 1\text{kg/cm}^2$，$Q_1 = -1.2312$ mm，校正板中心的变形量为 $4.2Q_1 = -5.1712$mm。但我们要求中心变形量为−0.24148mm，两者之比即实际需要的抽气压差：

$$\bar{q}_1 = \frac{-0.24148}{-5.1712} = 0.0467\text{atm} = 4.579\text{kPa}$$

即盒内的空气压力应为 98.0665 − 4.579=93.488kPa。

ZK7 的比重为 3.51，其自重引起的中心下沉变形量应为

$$-6.91 \times 10^{-10} \times \frac{500^4}{10^2} \times 4.2 = -1.8135\text{mm}$$

此值已远远超过了要求的变形量 −0.24148mm，故 10mm 厚的校正板无法用抽空产生压力差的办法加工。

如改成 $d = 30$mm，则自重变形量为

$$-6.91 \times 10^{-10} \times \frac{500^4}{30^2} \times 4.2 = -0.20154\text{mm}$$

故要求抽空产生的中心变形量为

$$-0.24148 - (-0.20154) = -0.03994\text{mm}$$

而 $d = 30$mm 时，完全抽空产生的中心变形量为−0.19153 mm，故为了产生−0.03994mm 变形，需要的压力差为

$$\frac{0.03994}{0.19153} = 0.2085\text{atm} = 20.45\text{kPa}$$

这样，抽空产生的变形加上玻璃自重变形之和正好为所需的

−0.24148mm. 实际上还要考虑磨盘重量的影响，加以改正，即盒内气压比(98.0665 − 20.45) kPa = 77.6165 kPa 还应大一些.

(3) 环工具空间角法. 这是作者提出的一种方法，曾做过初步试验. 原理是: 根据具体的 Schmidt 曲线,算出两个环工具及其应放的位置，将工具的轴在垂直于曲线子午面的方向倾斜一个事先算出的角 ε，该工具即加工出一段与要求的曲线吻合的带区. 一般有两个工具即可磨出校正板上的工作带区. 这个方法要求设计一专用的细磨机床，可适用于相当大的口径范围. 详细参见文献[1].

(4) 计算机控制细磨. 近年来计算机应用已进入到光学加工领域内，国外已用于实际生产，国内也有研究单位和高等学校开展工作. 计算机控制细磨的实质是将经验工作科学化. 我们将磨削玻璃的规律存储在计算机中，然后根据具体的非球面曲线,计算出最佳的磨削方案,即分几段磨，用多大的工具,所加的压力,用的砂号及磨多少时间等等. 国内的初步研究结果见文献[2].

细磨阶段的检验有光学方法及机械方法两种.

(1) 光学检验法. 细磨阶段玻璃表面是毛的，要使之透光，需要在表面涂一层与玻璃折射率相同的液体，常用的是 α-溴代萘和煤油的混合液. 可以在玻璃杯内放一小块与所磨校正板同样牌号的玻璃，直接观察玻璃边界轮廓的消失来调整倒入的两种液体比例. 煤油的折射率是 1.45，α-溴代萘的折射率是 1.658,因此对折射率在这个范围内的玻璃，都可以用这两种液体配制折射率液. 检验光路与抛光检验时基本一样(见图 3.22). 校正板与球面镜构成施密特系统，检验者在抛物面平行光管的焦点处观察. 由于细磨阶段误差还很大，

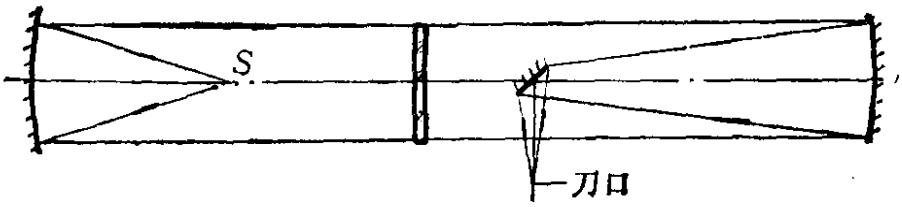


图 3.22

普通的刀口检验灵敏度太高，不适用，只能用灵敏度较低的线条板法，即朗奇（Ronchi）法。开始时要用较粗的线条板（～1 线对/mm）。线条板放在施密特系统的焦点前少许，后面用漫射光照明。线条板的位置以调到在观察点看到出现 4—5 条弯曲的线条为准，图 3.23(a) 为校正板尚未开始细磨时的图形。从起始球面算，最大非球面度总是在 $\sqrt{2}/2$ 带附近，因此第一次细磨总是对准这一带。磨过之后条纹总体逐渐变直，但有曲折，对应面形的高低。要特别注意，不能将某一个带磨得比应有的曲面低，否则要将整个表面磨低一层。图 3.23(b) 是修磨过程中可能出现的情况。当磨到看上去线条都直了，再换密一些的线条板 5—10 线对/mm，这时剩下的毛病就容易发现。换板后磨到认为满意了，就可转入抛光。

(2) 机械检验法。这个方法是直接测量曲面的形状，在

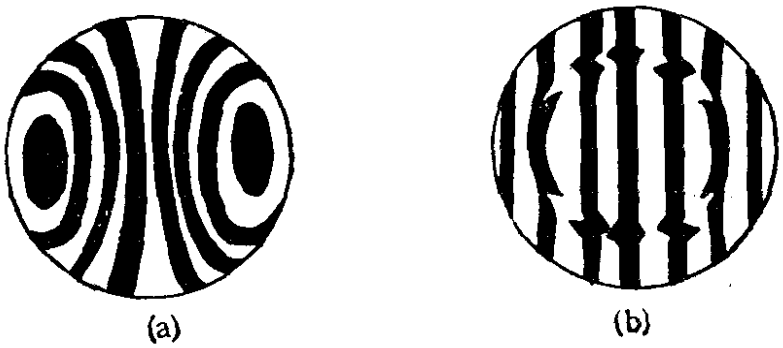


图 3.23

一个专用的测量架上，有一刚度很好并带有刻度的精密导轨，作为 y 坐标，其上装有一个游动架，游动架上固定一个千分表或相当的测长设备，作为测 x 量之用。对导轨的要求，第一是平直度在微米量级，第二是游动架在其上移动时千分表头不能有摆动。y 读数的精度要求，与曲线的陡度有关，也就是和施密特系统的相对口径有关。如前面举例的 $D=500$ mm，$f/1.5$ 的施密特校正板(表 3.4)。若 $\Delta y=\pm 0.5$mm，则在曲线的最陡处约有 1 μm 的误差。但在细磨过程中当出现细的带时，局部的陡度可能很大，y 的误差会引起较大的 x 值测量误差，因此一方面在测量时要加注意，另一方面最好 y 的精度有 ±0.1mm。导轨最好用花岗石做，其自重变形也应小于 1 μm。

3. 上盘抛光

这一步主要有两个问题：第一是上盘方法。由于校正板一般都很薄，上盘不妥就发生变形，在变了形的状态下进行抛光，必然引入不规则的误差，一旦如此就极难磨好。所以在抛光时要采取特殊的上盘方法。根据经验，我们用另一面，即平面，将放在托盘上数量很多的柏油小胶点烫平，再将校正板放上去。由于校正板经常要进行光学检验，取下次数很频，故还不能胶牢。可以在胶点烫软后，上面覆一层塑料薄膜，再将校正板压上去烫平胶点。这样，塑料薄膜与胶点粘牢，每次取下校正板时很方便。等对好中心后，在校正板的四周用直角定位块将板固定住。另一个问题是抛光盘，细磨已将施密特曲线成形，因为非球面度大，即使用最软的柏油胶也不能做成同口径的胶盘来抛光。这时只能将很薄一层柏油胶做在基底弹性极好的材料上，如海棉等。而基底材料再胶在铁盘上。抛光时机器的摆幅也不能太大。用弹性软盘抛光细磨好的校正

板使之透光到一定程度就可以逐带进行抛光修改。抛光修改光学检验的光路和细磨时的光学检验基本一样，只是在施密特系统的焦点处放点光源，而在平行光管的焦点处用刀口检验。点光源可以用光纤产生，也可以用广角光源。但都必须能做 x,y,z 三维微调，便于操作。

抛光检验时控制点光源到球面镜顶点之间的距离很重要，因为这个距离和施密特曲线方程的系数是有关的。抛光修改时，若这个距离偏离设计，照样能修磨出好的波面，但已和原设计偏离。在加工视场象质平衡所得施密特曲线时，还要注意设计的最小象斑是在什么视场，即其象高是多大。刀口检验应在这个视场位置进行，而不是在轴上象点进行。

4. 消色差校正板的加工问题

如果是消色差校正板，则胶合的两个面的检验要做专门考虑。一般的消色差校正板都是将消球差曲面做在冕牌玻璃上，消色差的胶合面形状与之成镜对称，如图 3.8 所示。加工时应先做冕牌玻璃上的胶合非球面，根据前面所述，它的非球面度比消球差面要大一些，即对原来的球面镜主镜来说，变成球差过校正。细磨时如用机械方法检验则不存在困难，如要用光学检验，则原来构成施密特系统的球面镜不能用了。解决的办法是可以在原来的球面镜与焦点之间加一个正透镜，使这个正透镜产生的球差正好等于消色差非球面增加的量。对 3.5 节中的 $D=500,f/1.5$，用 K9 及 F2 玻璃做的消色差校正板，K9 玻璃的胶合面和 $R=1500$ 球面镜构成一个施密特系统，有 -1.5465 mm 的负球差。可以设计出消除此球差的补偿透镜(图 3.24)的数据如下：

至球面镜	600

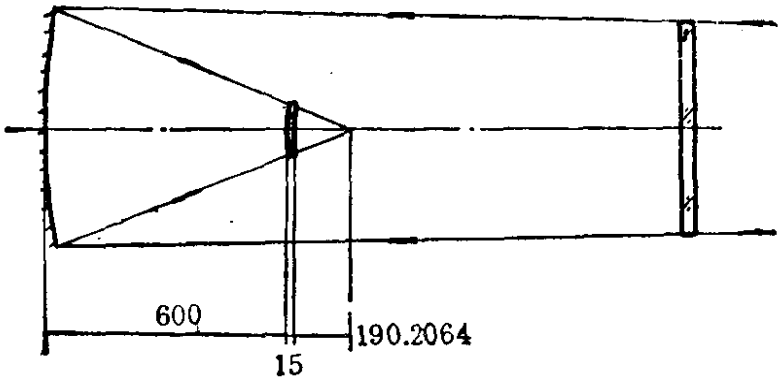


图 3.24

R_1	250	$d = 15$ (K9)	$\phi 116$
R_2	252.67		$\phi 116$
至焦点		190.2064	

结果：$LA'_M = +0.0000446$ mm，$LA'_Z = -0.00356$ mm 在 K9 玻璃上的消色差非球面完成后才能加工 F2 玻璃上的非球面，细磨时用机械方法检验，抛光时可以用 K9 玻璃的非球面做样板，看干涉条纹。看光圈时应将玻璃竖放，用纯一些的单色光照明，两个面可以不贴得很紧，以免划伤。

两块玻璃上的消色差面加工好之后应先进行胶合，一般认为胶合是很难的技术，主要怕变形。实际上，胶合面的主要作用就是消色差，变形主要引起象散，而胶合面上产生的象散是较小的，这就是为什么应先胶合，然后再磨两个空气界面(一个平面，一个消球差非球面)的道理。

根据杨氏公式可推出，当细平行光束正入射到界面上时，由于界面两个相互垂直的方向曲率半径不等而引起的相对象散差为

$$\frac{t'_s - t'_m}{t'_m \cdot t'_s} = \frac{(n' - n)}{n'}\left(\frac{1}{r_m} - \frac{1}{r_s}\right)$$

即与 $\frac{n'-n}{n}$ 成比例。

从空气到 K 9 玻璃 $\frac{\Delta n}{n'}=0.3405$；从 F2 到 K9 玻璃

$$\frac{\Delta n}{n'}=0.0636.$$

对于D光，F2→K9 界面上产生的象散要比 K 9 玻璃与空气的界面产生的象散小 $\frac{0.3405}{0.0636}=5.354$ 倍。

从这个观点考虑，等 n_D 的两种玻璃，即 F2 与 ZK6 组成的消色差校正板，对变形产生的象散更不敏感，因这时对D光来说 $\frac{\Delta n}{n'}\approx 0$，即使对$F$光，$\frac{\Delta n}{n'}=\frac{1.62466-1.6200}{1.6200}=0.00288$，比空气→K9 差 $\frac{0.3405}{0.00288}=118.23$ 倍。

3.8 加工大口径施密特校正板应具备的主要设备

对于从事非球面加工时间不太长的光学车间，D=400—500mm 的施密特系统可算是不小的口径了，一般不会具备全套必要设备。在接受这种口径，甚至更大的施密特系统时，首先会考虑自己的主要设备条件是否适应，需要增加些什么，现在从最经济的角度列出主要设备，并说明其用途，通用的磨镜机及刀口仪等不在此列举。

(1) 单轴修带机。要主轴平稳，间隙小，上面有 2—3 个可以装小的抛光盘，并移动到任何要修磨的带的磨头。小抛光盘可以由小电机带动作强迫转动。主要是细磨及抛光修改

带区误差之用。

（2）机械测量设备。有一个刚度极好的导轨，上面装一个可沿导轨移动的千分表之类的测量头。导轨应略长于施密特校正板口径。测量头的移动精度最好有± 0.1mm。主要是细磨阶段测施密特曲线形状之用。若有条件，测量头的移动及 x 值的测量都用计量光栅，可自动读数，用单板机控制，实现自动测量并绘出曲线。

（3）长焦距球面镜。口径与曲率半径之比在 1:10—1:15 左右的高质量球面镜，主要用于按照 Common 方案检验平面之用[3]。

（4）标准平面镜。与上述球面镜口径基本相同，主要为检验、调整平行光管之用。N 及 ΔN 最好都达 0.1。

（5）平行光管。用单个抛物面或球面镜加小的改正镜组做成平行光管，为细磨时光学检验及抛光修带时检验的主要设备。

对于制造特大的施密特系统，长焦距球面镜和平行光管主镜可以合用。即平行光管用球面镜加小改正镜组构成。在磨施密特系统中的平面时，从平行光管中取出，作 Common 方案中的辅助球面镜用。这样，标准平面镜也可以考虑省去，因为现在平行光管主镜不用抛物面，不需用平面镜作加工抛物面镜时的检验。而在定平行光管的焦点位置时，可用一个口径较小的平面镜作自准检验。

参 考 文 献

[1] 潘君骅，光学学报，1(1),43(1981).
[2] 杨世杰，光仪技术，3,38(1987).
[3] A. A. Common, Month. Not., 48, 105(1888).

第四章　同心系统及其非球面校正板的设计与加工

同心系统是 A. Bouwers[1] 提出的，它是可获得大视场的望远系统，聚光能力由球面反射镜负担，而用折射的同心透镜校正初级球差。同心透镜和球面反射镜共心，并在公共球心处设置光阑。因此，它和施密特系统有相同的特点，即任何一条主光线都是光轴，从而没有轴外象差。由单个同心透镜及球面反射镜构成的简单同心系统。其主要缺点是：当相对孔径很大时，有较大的剩余球差；同心透镜的色差无法补偿。为此，可在公共球心处设置非球面平行平板，以消除剩余球差。而如果该平行平板由两种玻璃胶合而成，那么计算好胶合面的曲率半径，也可以消除同心透镜的初级色差。

4.1　同心系统的初步解

同心透镜的两个球面半径值和透镜厚度保持一定关系，即 $d_1 = R_1 - R_2$，当该透镜的位置确定后，R_1 就定了。为了补偿球面反射镜的球差，改变 R_2 的同时，d 也跟着变。换言之，对于一定的球面反射镜，为了消除球差，同心透镜放的位置不同，厚度就不同。

当物体在无穷远时，曲率半径为 R 的单个球面反射镜的三级球差为

表

y	0	10	20	30	40
LA'_y	0	−0.019968	−0.078413	−0.170770	−0.288739

$$LA'_y = \frac{y^2}{8F}$$

其中 $F = \frac{R}{2}$。角球差为

$$\eta_y = y \cdot LA'_y / F^2 = y^3/8F^3 = y^3/R^3 \qquad (4.1)$$

根据 Максутов 的文献[2]，物体在无穷远时，薄单透镜的三级球差为

$$LA'_y = \frac{y^2}{2n(n-1)R_1R_2(R_1-R_2)}[n^3R_1^2 - n(2n^2 - 2n - 1)R_1R_2 + R_2^2(n^3 - 2n^2 + 2)]$$

其中 R_1 及 R_2 为同心透镜的第 1 及第 2 面的半径。薄透镜的焦距为

$$f_y = \frac{-R_1R_2}{(n-1)(R_1-R_2)}$$

故同心透镜的角球差为

$$\eta_y = \frac{yLA'_y}{f_y^2} = \frac{(n-1)y^3(R_1-R_2)}{2n(R_1R_2)^3}[n^3R_1^2 - n(2n^2 - 2n - 1)R_1R_2 + R_2^2(n^3 - 2n^2 + 2)] \qquad (4.2)$$

要使球差相消，令式(4.1)及式(4.2)之和为零，整理后可得

$$R_2^3 = -\frac{(n-1)R^3}{2n}\left(\frac{R_1}{R_2} - 1\right)\left(\frac{R_2}{R_1}\right)^2 \cdot \left[n^3\frac{R_1}{R_2} - n(2n^2 - 2n - 1)\right.$$

4.1 单位：mm

50	60	70	80	90	100
−0.419079	−0.541524	−0.625202	−0.622342	−0.456633	−0.000024

$$+\frac{R_2}{R_1}(n^3+2n^2+2)\Big] \tag{4.3}$$

其中 R 为球面反射镜的半径.

为了便于求解 R_1 及 R_2，将消球差条件写成式(4.3)形式. 不难看出，只要我们确定一个 $\frac{R_1}{R_2}$ 值，立即可算出 R_2，从而可得 R_1，而 d 从 R_1-R_2 得到. 根据经验，$\frac{R_1}{R_2}$ 之值在 0.91 左右，可以得到比较合理的透镜厚度 d.

解析求出的 R_1 及 R_2 不会很准，只能作为初始数据，还需用光线计算求得消除了三级球差的 R_1, R_2 的准确值.

以一个 $\phi 200$，约 $f/1$ 的同心系统为例. 这时 $R=-400$，取 $\frac{R_1}{R_2}=0.90$，材料为 K9，用式(4.3)算得

$$R_2=-163.78$$

从而有

$$R_1=-147.41 \qquad d=16.37$$

光线计算得到边缘带球差 $LA'_M=-1.8133$mm. 修改 R_1 至 -142.4005，得 $LA'_M=-0.000024$，$l'_0=-211.752$mm. 但带球差相当大(见表 4.1). 这时 $f'_0=-188.248$mm.

4.2 消除剩余球差的非球面校正板的设计

同心透镜本身有相当大的高级球差，用它校正反射镜的

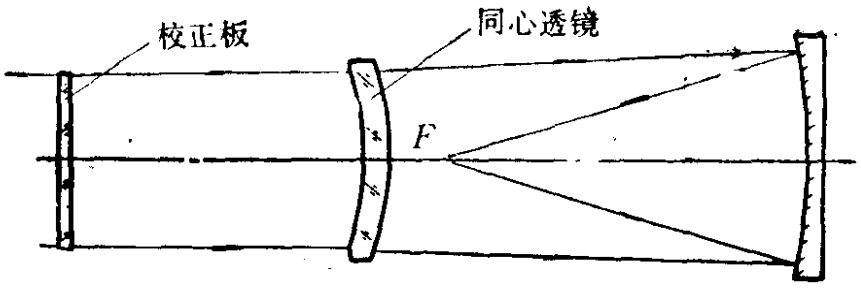


图 4.1

边缘带球差后，还有带球差存在。同心系统一般都希望有较大的相对孔径，因此其剩余球差相当可观。在同心透镜的一个球面上修磨非球面，可以消除轴上的剩余球差。但这将引进轴外象差，因为同心透镜不在光阑位置。所以，为消除剩余球差而又不引进轴外象差，必须另设校正板，并放在光阑位置，即公共球心处(见图 4.1)。校正板的设计方法如下：

(1) 根据带球差值，解出球差幂级数的系数 $\alpha,\beta,\gamma,\cdots$，再加离焦项 Δ，得到球差的拟合表达式

$$LA'_y = -\Delta + \alpha\left(\frac{y}{H}\right)^2 + \beta\left(\frac{y}{H}\right)^4 + \gamma\left(\frac{y}{H}\right)^6 + \cdots$$

(2) 求角象差：

$$\eta_y = -\frac{LA'_y \cdot y}{f'^2_0} = -\frac{H}{f'^2_0}\left[-\Delta\left(\frac{y}{H}\right) + \alpha\left(\frac{y}{H}\right)^3 + \beta\left(\frac{y}{H}\right)^5 + \gamma\left(\frac{y}{H}\right)^7 + \cdots\right]$$

(3) 积分求得波象差：

$$W_y = \int_0^y \eta_y dy = -\frac{H^2}{2f'^2_0}\left[-\Delta\left(\frac{y}{H}\right)^2 + \frac{\alpha}{2}\left(\frac{y}{H}\right)^4 + \frac{\beta}{3}\left(\frac{y}{H}\right)^6 + \frac{\gamma}{4}\left(\frac{y}{H}\right)^8 + \cdots\right]$$

(4) 计算校正板的非球面方程（设非球面在板的第二面

上):

$$\delta_y = -\frac{W_y}{(1-n)} = -\frac{H^2}{2(n-1)f_0'^2}\left[-\Delta\left(\frac{y}{H}\right)^2 + \frac{\alpha}{2}\left(\frac{y}{H}\right)^4 + \frac{\beta}{3}\left(\frac{y}{H}\right)^6 + \frac{\gamma}{4}\left(\frac{y}{H}\right)^8 + \cdots\right] \tag{4.4}$$

以上诸式中H为边缘带高度，f_0'为近轴焦距，Δ为离焦量.取不同的离焦量Δ,非球面曲线形状有所不同. 关于如何选择离焦量,我们以实例来考察. 以上节的系统为例,我们取球差表达式到$\left(\frac{y}{H}\right)^8$，即取四项[1],并以$\left(\frac{y}{H}\right) = 1, 0.8, 0.6, 0.4$带的球差值列方程组,解得规化后的系数为

$$\alpha = -2.015869892$$
$$\beta = 1.26874429$$
$$\gamma = 0.241493563$$
$$\delta = 0.505632027$$

若校正板材料取 F2，$n_D = 1.6126$，于是校正板方程为

$$\delta_y = -0.230319751\left[-\Delta\left(\frac{y}{H}\right)^2 - 1.007934946\left(\frac{y}{H}\right)^4 + 0.422914763\left(\frac{y}{H}\right)^6 + 0.060373391\left(\frac{y}{H}\right)^8 + 0.101126405\left(\frac{y}{H}\right)^{10}\right]$$

选取不同的三个Δ值,算出 δ_y 之值,列于表 4.2,并画出曲线(如图 4.2). 从表 4.2 及图 4.2 可以看到，假如校正板的

1) 若取到$\left(\frac{y}{H}\right)^6$，幂级数拟合实际球差偏差太大.

表 4.2 δ_y(mm)

Δ(mm) / y/H	−0.500	−0.463	−0.4235
0	0	0	0
0.1	−0.001128	−0.001043	−0.000952
0.2	−0.004241	−0.003900	−0.003536
0.3	−0.008556	−0.007789	−0.006970
0.4	−0.012893	−0.011530	−0.010074
0.5	−0.015880	−0.013749	−0.011475
0.6	−0.016290	−0.013222	−0.009947
0.7	−0.013609	−0.009433	−0.004975
0.8	−0.008983	−0.003529	+0.002294
0.9	−0.006840	−0.000063	+0.007432
1.0	−0.017615	−0.009093	+0.000005

非球面从平面开始加工，则应选取 $\Delta = -0.463$ 最合理，因为曲线的左边是玻璃材料，$\Delta = -0.463$，则 $y \approx 90$ mm 时非球面度为零。若取其它的 Δ 值，则不能从平面开始，而要找出一个合理的起始球面。要说明一下，Δ 为负值，即从近轴焦点向右移动，因为这时光线经球面镜反射后，从右向左进行。

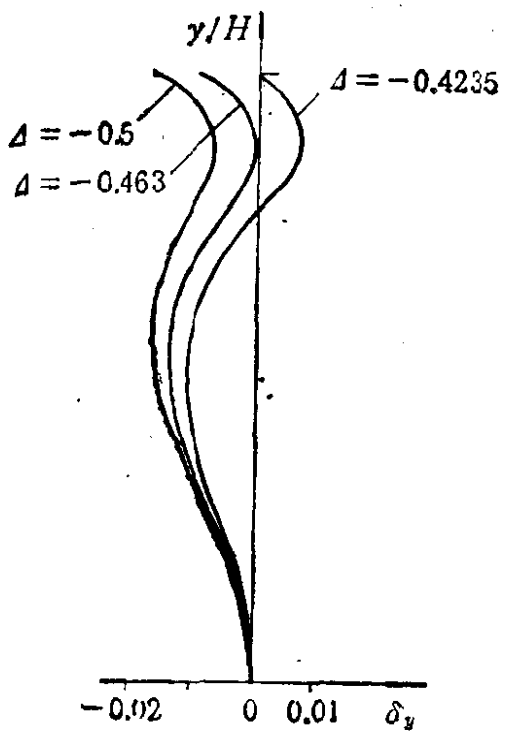


图 4.2

从 δ_y 的 $\left(\frac{y}{H}\right)^2$ 项系数可以算出校正板顶点曲

率半径 $\mathring{R}=-46887.58$，从而得 $l'_0=-211.287592$，与未加校正板的 l'_0 差值为 −0.4642 mm，和离焦量 −0.463 符合甚好.

从图 4.2 还可以看到，在 90 到 100 的 10mm 区域，非球面度有 9μm，将这个事实预先告知加工者是十分重要的，这也是加工的难度所在.

还有一个问题也很重要，同心系统由于有反射镜，中心总有一个遮拦区，校正板的相应区域是不工作的. 因此，在同心透镜设计时，边缘带的球差不要校正到零，而是校正到与工作区的内带相同，波差及非球面度也因而有所不同. 要比不考虑中心遮拦小，才可以很大程度地减轻加工负担，有利于提高象质.

4.3 同心系统的消色差问题

同心透镜的色差原则上可以将透镜改为由两种玻璃胶合而消除，但这种做法显然破坏了“同心”的原则，从而必使轴外象质变坏. 即使用等 n_D 的 ZK6 及 F2 两种玻璃来做，也只能对 D 光保持严格同心，对其它波长的光则仍破坏同心原则. 当光阑位置上加非球面校正板时，我们可以用此校正板来消色差，即做成胶合的，胶合面是一个球面. 现在的问题就是要算出这个球面的曲率半径. 我们用一种解析方法，可以十分方便地求出这个曲率半径. 校正板的材料取 ZK6 及 F2，对原设计好的非球面毫无影响，即使不取等 n_D 的两种玻璃，影响也不大.

1. 求同心透镜的色差

根据 Conrady 的文献[3]，一个透镜的色差可以表示为

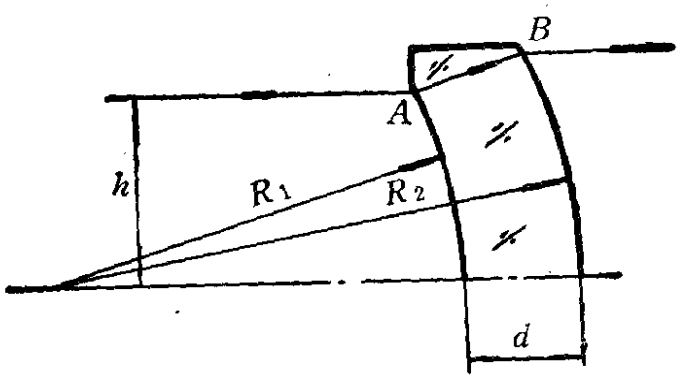


图 4.3

$(d-D)\delta n$ 其中 d 为透镜在轴上的厚度，D 为边缘光通过透镜所经距离，δn 为计算色差所用两个波长的折射率差。

如果一个系统校正初级色差，则必须满足

$$\Sigma(d-D)\delta n = 0$$

因为入射到同心透镜上的是平行光（如图 4.3 所示），根据折射定理及几何关系，不难求出

$$D = \overline{AB} = \frac{1}{n}\left[\sqrt{n^2R_2^2 - h^2} - \sqrt{n^2R_1^2 - h^2}\right]$$

又因

$$d = R_1 - R_2$$

故同心透镜的色差可用下式表示：

$$(d-D)\delta n = \left\{(R_1 - R_2) - \frac{1}{n} \times \left[\sqrt{n^2R_2^2 - h^2} - \sqrt{n^2R_1^2 - h^2}\right]\right\}\delta n \tag{4.5}$$

其中 n 为同心透镜的 n_D 或所用波段的某中间波长折射率，h 为入射光线高度。

2. 校正板的色差

为了求校正板的色差，我们画出只对色差起作用的校正板厚度，即这时第一块玻璃中心厚度为零，第二块玻璃边缘厚度为零(见图 4.4)。图 4.4 中 R 为消色差球面半径(待求)，x 为校正板的消色差厚度，δn_1，δn_2 分别为第一及第二块玻璃在所用波段的折射率差。从图 4.4 不难看出，$d_1 = 0, D_1 = x, d_2 = x, D_2 = 0$。所以校正板的色差为

$$\begin{aligned}\Sigma(d - D)\delta n &\doteq (d_1 - D_1)\delta n_1 + (d_2 - D_2)\delta n_2 \\ &= -x\delta n_1 + x\delta n_2 \\ &= x(\delta n_2 - \delta n_1) \qquad (4.6)\end{aligned}$$

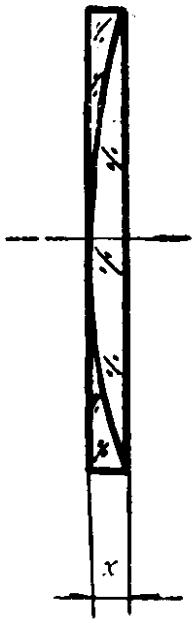


图 4.4

3. 消色差半径的解

消色差时要求 $\Sigma(d - D)\delta n = 0$，即

$$x(\delta n_2 - \delta n_1) + \left\{(R_1 - R_2) - \frac{1}{n}\left[\sqrt{n^2R_2^2 - h^2} - \sqrt{n^2R_1^2 - h^2}\right]\right\}\delta n = 0$$

或

$$x = \frac{\left\{(R_1 - R_2) - \frac{1}{n}\left[\sqrt{n^2R_2^2 - h^2} - \sqrt{n^2R_1^2 - h^2}\right]\right\}}{\delta n_1 - \delta n_2}$$

一般说来，消色差球面的曲率半径很大，故 x 可用近似公式表示为

$$x = \frac{h^2}{2R} \quad 或 \quad R = \frac{h^2}{2x}$$

从而得

$$R = \frac{h^2}{2} \frac{\delta n_1 - \delta n_2}{\left\{(R_1 - R_2) - \frac{1}{n}\left[\sqrt{n^2R_2^2 - h^2} - \sqrt{n^2R_1^2 - h^2}\right]\right\}\delta n} \tag{4.7}$$

这样，同心系统校正板的消色差半径可以直接解出，不必通过光线计算。实际的校正板当然应适当增加厚度，这不影响消色差。

4. 实例计算

以前面的同心系统为例，其结构数据如下：

$h = 100$

$R_1 = -142.4005$

$R_2 = -163.78$　　$d_1 = 21.3795$　　K9

$R_3 = -400$　　$d_2 = 236.22$　　空气

本例中校正板是用 F2 做成，它与 ZK6 的 n_D 相同。今用这两种材料做成复合校正板，消色差球面将不影响已算出的非球面。假如我们取 C 到 F 波段消色差，ZK6，F2 及 K9 的有关数据如下：

	n_D	δn
K9	1.5163	0.00806
ZK6	1.6126	0.01050
F2	1.6128	0.01659

还假定校正板的第一块玻璃为 ZK6，即 $\delta n_1 = 0.01050$，$\delta n_2 = 0.01659$。将有关数据代入式(4.7)，得

$$R = 1623.326\text{mm}$$

显然，如将 F2 放在前面，非球面做在 ZK6 上，则 $R = -1623.326$mm.

4.4 同心系统非球面校正板的加工与检验问题

同心系统非球面校正板的检验方法基本上和施密特系统一样，即需要一个同等口径的平行光管. 检验时，应把同心透镜和球面镜装成系统，校正板放在球心位置. 如用消色差校正板，则消色差球面也应磨好并胶合好，第一个平面要完全磨好. 所不同者，同心系统要校正的是带球差，经调焦后，校正曲线是有两个拐点的高次曲线(见图 4.2)，也就是具有两个中性带. 所以，起始的阴影图就比较复杂，并且由于带球差很大，直接根据阴影图修磨不容易掌握. 从上面举的 $\phi 200$, $f/1$ 的系统来看，校正板的最外边 10mm 环带内的非球面度变化达 9 μm，修磨时是有难度的. 因此，计算出校正板的面形曲线，先用机械方法检验，可能是必要的.

根据我们做 $\phi 185$, $\sim f/0.8$ 同心系统非球面校正板的经验，在第一次修磨校正板时，总感觉边缘区域怎么磨也"下不去". 后来对照面形曲线，知道这个区域的陡度特别大. 如果在通光口径之外还有 3mm 的装框尺寸，则非球面度增加还要快. 有效的措施是，在通光口径之外，事先用砂石工具做出 1:100 左右的大倒边，甚大于通光口径内边缘带区约 1:1000 的陡度.

最后的验收检验可以弥散圆大小作标准，根据系统的使用要求，不难定出弥散圆的允许尺寸. 检验时，在同心系统

的焦点处放置用光纤做的点光源，而在平行光管的焦点处测量。

参 考 文 献

[1] A.Bouwers, Achievements in Optics, Elsevier Publishing, 1950.

[2] Д. Д. Максутов, Астрономичекая Оптика, НАУКА, Ленинградское Отделение, 1979.

[3] A. E. Conrady, Applied Optics and Optical Design, Oxford Univ. Press, 1929.

第五章　三反射镜系统的设计

第二章详细讨论了两镜系统的设计及加工检验．两镜系统自由变量只有四个，象差校正和轮廓尺寸之间的矛盾限制了设计，如果再增加一个反射镜，则自由变量便有七个，从而大大增加了消象差的可能性．D. Korsch 曾对多镜面系统做过一般性研究[1]；R. V. Willstrop 在 80 年代提出用于天文观测的大视场、大相对孔径的三镜面系统[2,3]．笔者对三镜系统导出了另一种象差表达式[4]，本章将在此基础上对三镜系统加以分析，使之便于实际应用．

5.1 公 式 推 导

三级象差理论给出了单色象差的一般表示式［见式(2.2)］，它也适用于三镜系统（见图 5.1）．和两镜系统一样，我们假定：物体位于无穷远，即 $l_1 = \infty, u_1 = 0$；入瞳位于主镜上，即 $x_1 = 0, y_1 = 0$．主镜、副镜及第三镜的二次曲面系数分别为 e_1^2, e_2^2 及 e_3^2．引入如下新参数：

副镜对主镜的遮拦比　$\alpha_1 = \dfrac{l_2}{f_1'} \approx \dfrac{h_2}{h_1}$

第三镜对副镜的遮拦比　$\alpha_2 = \dfrac{l_3}{l_2'} \approx \dfrac{h_3}{h_2}$

副镜的放大率　$\beta_1 = \dfrac{l_2'}{l_2} = \dfrac{u_2}{u_2'}$

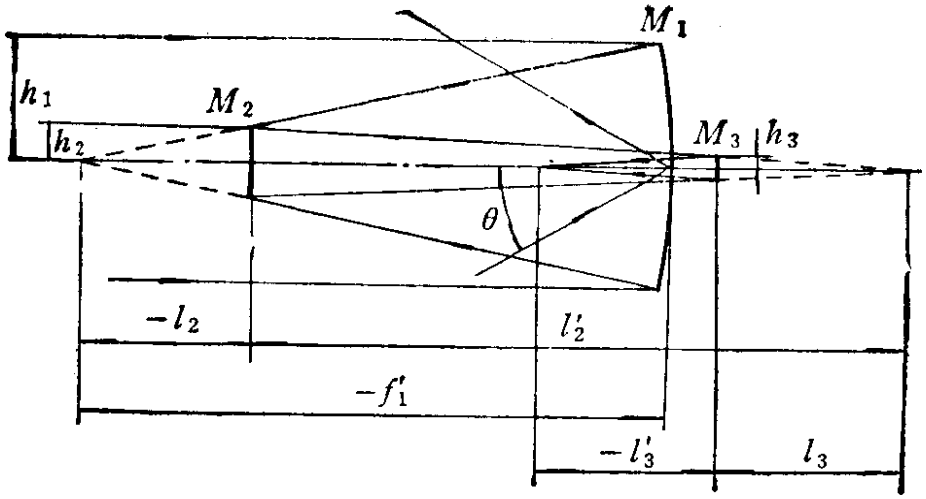


图 5.1

第三镜的放大率 $\beta_2 = \dfrac{l_3'}{l_3} = \dfrac{u_3}{u_3'}$

对于反射系统，$n_1 = n_2' = n_3 = 1$，$n_1' = n_2 = n_3' = -1$，令 $h_1 = 1$，$f' = 1$ 及 $\theta = -1$，可得

$$y_1 = 0,\ y_2 = \frac{(\alpha_1 - 1)}{\beta_1\beta_2},\ y_3 = \frac{\alpha_2(\alpha_1 - 1) + \beta_1(1 - \alpha_2)}{\beta_1\beta_2}$$

$$\mathring{R}_1 = \frac{2}{\beta_1\beta_2}, \mathring{R}_2 = \frac{2\alpha_1}{\beta_2(1 + \beta_1)}, \mathring{R}_3 = \frac{2\alpha_1\alpha_2}{1 + \beta_2}$$

$$K_1 = \frac{e_1^2}{4}\beta_1^3\beta_2^3,\ K_2 = -\frac{e_2^2}{4}\frac{(1 + \beta_1)^3\beta_2^3}{\alpha_1^3}, K_3 = \frac{e_3^2}{4}\frac{(1 + \beta_2)^3}{\alpha_1^3\alpha_2^3}$$

此外可算出：

$$h_1 = 1, h_2 = \alpha_1, h_3 = \alpha_1\alpha_2$$

$$(\Delta u)_1 = \beta_1\beta_2, (\Delta u)_2 = \beta_2(1 - \beta_1), (\Delta u)_3 = 1 - \beta_2$$

$$\left(\Delta\frac{u}{n}\right)_1 = -\beta_1\beta_2, \left(\Delta\frac{u}{n}\right)_2 = \beta_2(1 + \beta_1), \left(\Delta\frac{u}{n}\right)_3 = -(1 + \beta_2)$$

$$\left(\Delta\frac{1}{n}\right)_1=-2,\left(\Delta\frac{1}{n}\right)_2=2,\left(\Delta\frac{1}{n}\right)_3=-2$$

$$u_1=0,u_2=\beta_1\beta_2,u_3=\beta_2;u_1'=\beta_1\beta_2,u_2'=\beta_2,u_3'=1$$

$$(\Delta nu)_1=-\beta_1\beta_2,(\Delta nu)_2=\beta_2(1+\beta_1),(\Delta nu)_3=-(1+\beta_2)$$

$$n_1n_1'=-1,n_2n_2'=-1,n_3n_3'=-1$$

从而求得

$$P_1=-\frac{\beta_1^3\beta_2^3}{4},P_2=\frac{\beta_2^3(1+\beta_1)(1-\beta_1)^2}{4}$$

$$P_3=-\frac{(1+\beta_2)(1-\beta_2)^2}{4}$$

$$W_1=\frac{\beta_1^2\beta_2^2}{2},W_2=\frac{\beta_2^2(1-\beta_1)(1+\beta_1)}{2}$$

$$W_3=\frac{(1-\beta_2)(1+\beta_2)}{2}$$

$$\Pi_1=\beta_1\beta_2,\Pi_2=-\beta_2(1+\beta_1),\Pi_3=(1+\beta_2)$$

$$\Phi_1=-\beta_1\beta_2,\Phi_2=\frac{\beta_2(1+\beta_1)}{\alpha_1},\Phi_3=-\frac{(1+\beta_2)}{\alpha_1\alpha_2}$$

代入式(2.2),并整理后得

$$\begin{aligned}S_{\mathrm{I}}=\frac{1}{4}[&(e_1^2-1)\beta_1^3\beta_2^3-e_2^2\alpha_1\beta_2^3(1+\beta_1)^3\\&+e_3^3\alpha_1\alpha_2(1+\beta_2)^3+\alpha_1\beta_2^3(1+\beta_1)(1-\beta_1)^2\\&-\alpha_1\alpha_2(1+\beta_2)(1-\beta_2)^2]\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}S_{\mathrm{II}}=&-\frac{e_2^2(\alpha_1-1)\beta_2^3(1+\beta_1)^3}{4\beta_1\beta_2}\\&+e_3^2\frac{[\alpha_2(\alpha_1-1)+\beta_1(1-\alpha_2)](1+\beta_2)^3}{4\beta_1\beta_2}\\&+\frac{(\alpha_1-1)\beta_2^3(1+\beta_1)(1-\beta_1)^2}{4\beta_1\beta_2}\end{aligned}$$

$$- \frac{[\alpha_2(\alpha_1-1)+\beta_1(1-\alpha_2)](1+\beta_2)(1-\beta_2)^2}{4\beta_1\beta_2}$$

$$- \frac{1}{2}$$

$$S_{III} = -e_2^2\frac{\beta_2(\alpha_1-1)^2(1-\beta_1)^3}{4\alpha_1\beta_1^2}$$

$$+ e_3^2\frac{[\alpha_2(\alpha_1-1)+\beta_1(1-\alpha_2)]^2(1+\beta_2)^3}{4\alpha_1\alpha_2\beta_1^2\beta_2^2}$$

$$+ \frac{\beta_2(\alpha_1-1)^2(1+\beta_1)(1-\beta_1)^2}{4\alpha_1\beta_1^2}$$

$$- \frac{[\alpha_2(\alpha_1-1)+\beta_1(1-\alpha_2)]^2(1+\beta_2)(1-\beta_2)^2}{4\alpha_1\alpha_2\beta_1^2\beta_2^2}$$

$$- \frac{\beta_2(\alpha_1-1)(1-\beta_1)(1+\beta_1)}{\alpha_1\beta_1}$$

$$- \frac{[\alpha_2(\alpha_1-1)+\beta_1(1-\alpha_2)](1-\beta_2)(1+\beta_2)}{\alpha_1\alpha_2\beta_1\beta_2}$$

$$- \beta_1\beta_2 + \frac{\beta_2(1+\beta_1)}{\alpha_1} - \frac{(1+\beta_2)}{\alpha_1\alpha_2}$$

$$S_{IV} = \beta_1\beta_2 - \frac{\beta_2(1+\beta_1)}{\alpha_1} + \frac{1+\beta_2}{\alpha_1\alpha_2}$$

令 $S_I = 0$，得

$$e_1^2 = 1 + \frac{1}{\beta_1^3\beta_2^3}[\alpha_1\alpha_2(1+\beta_2)(1-\beta_2)^2 - \alpha_1\beta_2^3(1+\beta_1)(1-\beta_1)^2 + e_2^2\alpha_1\beta_2^3(1+\beta_1)^3 - e_3^2\alpha_1\alpha_2(1+\beta_2)^3] \tag{5.1}$$

令 $S_{II} = 0$，得

$$e_2^2(\alpha_1-1)\beta_1^2(1+\beta_1)^3 - e_3^2[\alpha_2(\alpha_1-1) + \beta_1(1-\alpha_2)](1+\beta_2)^3$$

$$= (\alpha_1 - 1)\beta_2^3(1+\beta_1)(1-\beta_1)^2$$
$$- [\alpha_2(\alpha_1 - 1) + \beta_1(1-\alpha_2)]$$
$$\times(1+\beta_2)(1-\beta_2)^2 - 2\beta_1\beta_2 \tag{5.2}$$

令 $S_{III} = 0$，得

$$e_2^2\frac{\beta_2(\alpha_1-1)^2(1+\beta_1)^3}{4\alpha_1\beta_1^2} - e_3^2\frac{[\alpha_2(\alpha_1-1)+\beta_1(1-\alpha_2)]^2(1+\beta_2)^3}{4\alpha_1\alpha_2\beta_1^2\beta_2^2}$$
$$= \frac{\beta_2(\alpha_1-1)^2(1+\beta_1)(1-\beta_1)^2}{4\alpha_1\beta_1^2} - \frac{[\alpha_2(\alpha_1-1)+\beta_1(1-\alpha_2)]^2(1+\beta_2)(1-\beta_2)^2}{4\alpha_1\alpha_2\beta_1^2\beta_2^2}$$
$$- \frac{\beta_2(\alpha_1-1)(1-\beta_1)(1+\beta_1)}{\alpha_1\beta_1} - \frac{[\alpha_2(\alpha_1-1)+\beta_1(1-\alpha_2)](1-\beta_2)(1+\beta_2)}{\alpha_1\alpha_2\beta_1\beta_2}$$
$$- \beta_1\beta_2 + \frac{\beta_2(1+\beta_1)}{\alpha_1} - \frac{1+\beta_2}{\alpha_1\alpha_2} \tag{5.3}$$

令 $S_{IV} = 0$，得

$$\beta_1\beta_2 = \frac{\beta_2(1+\beta_1)}{\alpha_1} - \frac{1+\beta_2}{\alpha_1\alpha_2} \tag{5.4}$$

现在自由变量共有七个，即 $e_1^2, e_2^2, e_3^2, \alpha_1, \alpha_2, \beta_1$ 及 β_2。从上面对参数的定义可知，$\alpha_1, \alpha_2, \beta_1$ 及 β_2 是与轮廓尺寸有关的变量，如果我们只要求消除球差、彗差及象散，则轮廓尺寸完全可以自由安排；若要求象面是平的，则由式(5.4)决定与轮廓尺寸有关的四个变量之间的关系，其中只有三个是自由的。

5.2 三镜系统的分析与实例计算

当三镜系统的轮廓尺寸决定后，我们即可利用式(5.1)—(5.3)求解 e_1^2, e_2^2 及 e_3^2. 如要求系统象面是平的，则必须同时满足式(5.4). 先从式(5.2)及(5.3)解出 e_2^2 及 e_3^2，然后代入式(5.1)算出 e_1^2. 我们编制了简单程序(见附录五). 用 PC-1500 机即可方便地完成此项计算. 程序中 D1 为主镜到副镜的距离，D2 为副镜到第三镜的距离，L3 为第三镜到象面的距离，即后截距(见图 5.2). 应注意最好使 D2 > |D1|，

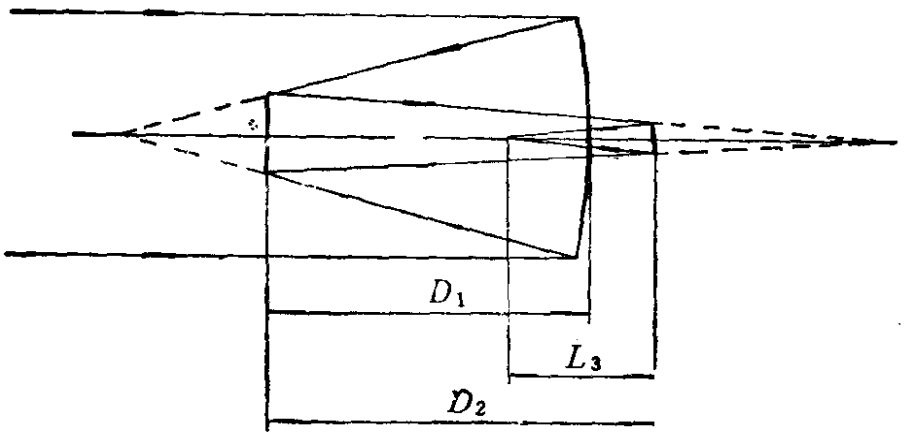


图 5.2

因为第三镜在主镜后面一些，机械结构上比较方便. 但 D2 不能太大，否则第三镜将位于主镜后面很远，使镜筒变得很长. 如第三镜和镜筒是分立的，则又作别论. 利用附录四的程序可以方便地不断调整试算不同的 $\alpha_1, \alpha_2, \beta_1$ 及 β_2 值，使解出的系统结构合理，便于实现.

如果令主镜为抛物面，即 $e_1^2 = 1$，则分析式(5.1)可知，此时要求

$$\alpha_2(1+\beta_2)(1-\beta_2)^2-\beta_2^3(1+\beta_1)(1-\beta_1)^2$$
$$+e_2^2\beta_2^3(1+\beta_1)^3-e_3^2\alpha_2(1+\beta_2)^3=0$$

上式与 α_1 值无关，设 $\beta_1\cdot\beta_2=1$ 并整理成 β_2 的幂指数式，得

$$\beta_2^3[\alpha_2(1-e_3^2)-(1-e_2^2)]-\beta_2^2[\alpha_2(1+3e_3^2)$$
$$-(1+3e_2^2)]-\beta_2[\alpha_2(1+3e_3^2)$$
$$-(1+3e_2^2)]+[\alpha_2(1-e_3^2)$$
$$-(1-e_2^2)]=0$$

不难看出，只要 β_2 足够小，α_2 趋近于1，$e_2^2\approx e_3^2$，则上式即能满足，从而 $e_1^2=1$.

如 β_2 足够小，则必须有 β_1 足够大才能使系统有合理的结构. α_2趋近于1表示副镜与第三镜之间光束接近于平行光，于是 β_2自然也就很小，故实际上是 $\beta_1\cdot\beta_2\approx 1$. 现将 $\alpha_2=1$，$\beta_1\cdot\beta_2=1$，$1-\alpha_2=0$，$1\pm\beta_2=1$，$1\pm\beta_1=\pm\beta_1$ 代入式(5.2)及式(5.3)，得

$$\left.\begin{aligned}&e_2^2(\alpha_1-1)-e_3^2[(\alpha_1-1)+\beta_1(1-\alpha_2)]\\&\quad=-\beta_1(1-\alpha_2)-2\\&e_2^2(\alpha_1-1)^2-e_3^2[(\alpha_1-1)+\beta_1(1-\alpha_2)]^2\\&\quad=(\alpha_1-1)^2-[(\alpha_1-1)\\&\qquad+\beta_1(1-\alpha_2)]^2-4\beta_1(1-\alpha_2)-4\alpha_1\end{aligned}\right\}\quad(5.5)$$

令

$$a=(\alpha_1-1),\ b=[(\alpha_1-1)+\beta_1(1-\alpha_2)]$$
$$c=-\beta_1(1-\alpha_2)-2$$
$$d=(\alpha_1-1)^2-[(\alpha_1-1)+\beta_1(1-\alpha_2)]^2$$
$$-4\beta_1(1-\alpha_2)-4\alpha_1$$

又将 b,d 通过 a,c 表示为

$$b=a-c-2,\ d=c(2a-c)$$

于是从式(5.5)中解出 e_2^2 及 e_3^2:

$$e_2^2=\frac{c(a+2)}{a(c+2)},\ e_3^2=\frac{c(a-c)}{(a-c-2)(c+2)} \tag{5.6}$$

欲使 $e_2^2=0$,则 $c=0$,即$-\beta_1(1-\alpha_2)=2$ 或 $a+2=0$,即 $\alpha_1=-1$;欲使 $e_3^2=0$,则 $c=0$,即$-\beta_1(1-\alpha_2)=2$ 或 $a-c=0$,即$-\beta_1(1-\alpha_2)=\alpha_1+1$。故只有当$-\beta_1(1-\alpha_2)=2$ 即 $\alpha_2=1+\frac{2}{\beta_1}$,才能使 $e_2^2=e_3^2=0$ 而 $e_1^2=1$。这时,副镜及第三镜同时为球面。

我们计算一个系统,焦距为-600mm,先取 $\alpha_2=0.998$,$\beta_1=-1000$,$\beta_2=-0.001$,改变 α_1 考察其结构上的变化,结果列于表 5.1。表中对于各 α_1值,均取 $e_1^2=1$,$e_2^2=3.008\times10^{-5}$,$e_3^2=1.001\times10^{-5}$,$R_1=-1200$。

表 5.1

α_1	R_2(mm)	R_3(mm)	D_1(mm)	D_2(mm)	L_3(mm)
0.30	−360.3604	−359.6396	−420	360	−179.64
0.341	−409.6096	−408.7904	−395.4	409.2	−204.1908
0.35	−420.4204	−419.5796	−390	420	−209.58
0.40	−480.4805	−479.5195	−360	480	−239.52
0.45	−540.5405	−539.4595	−330	540	−269.46
0.50	−600.6006	−599.3994	−300	600	−299.4

从表 5.1 可见,只要 α_2,β_1,β_2 不变,第三镜与副镜之间的距离随 α_1 而变。当 $\alpha_1=0.341$ 左右时,第三镜离主镜的距离 D_1+D_2 为 1.38mm,有可能将第三镜在主镜的中心部分

磨出，从而简化结构．可导出主镜与第三镜相交的圆的半径为

$$H_1 = \sqrt{(d_1 + d_2) \Big/ \left(\frac{1}{2R_1} - \frac{1}{2R_3}\right)}$$

另外，可导出无渐晕所需第三镜的半口径为

$$H_2 = \alpha_1 \frac{D}{2} - d_1 \frac{\omega}{3438} + d_2 \frac{\omega}{3438\alpha_1}$$

其中D为主镜口径，ω为半视场角，以分计．改变 α_1 之值，使 $H_1 = H_2$，这样第三镜就可以在主镜上磨出．

另外，我们固定一个 α_1 值，例如 $\alpha_1 = 0.35$，增大 α_2 之值，但保持$-\beta_1(1 - \alpha_2) = 2$，考察其它参数及结构尺寸的变化(见表 5.2)．表中对于各 α_2值，均取 $e_1^2 = 1, R_1 = -1200$，$D_1 = -360, D_2 = 420$．

从表 5.2 可见，随 α_2 增大，e_2^2 及 e_3^2 更接近于零，R_2 与 R_3 之差值更小，后截距 L_3 更接近于 $\frac{R_2}{2}$．

表 5.1 中，$\alpha_1 = 0.5$ 时，$D_2 = 2|D_1|$，这正是 Willstrop 三镜系统轮廓尺寸的特点．

三镜系统的第三镜还可以放在前两镜合成焦点之后，即 α_2 取负值而 β_2 取正值，往往是希望得到长焦距．我国的 2.16 m 天文望远镜从 R-C 系统转换到折轴系统，不是更换副镜，而是在 R-C 系统焦点之后加入第三镜成为三镜系统[5]，只稍稍改变副镜位置，即改变 α_1，使折轴系统 $S_{\mathrm{I}} = 0$ 及 $S_{\mathrm{II}} = 0$．这时，R_1, e_1^2, R_2, e_2^2 都已定，且 $\beta_1 \cdot \beta_2$ 有一定要求，为折轴焦距与主镜焦距之比．真正的自由变量只有 α_1, α_2 及 e_3^2，其中 α_1 只能在一个小范围内变化．折轴焦点的视场很小，满足 $S_{\mathrm{I}} = 0$ 及 $S_{\mathrm{II}} = 0$ 就够了．主镜及副镜的面形参数分别为

表

α_1	α_2	β_1	β_2	e_2^2
0.35	0.998	−1000	−0.001	3.008×10^{-3}
0.35	0.9998	−10000	−0.0001	3.0008×10^{-4}
0.35	0.99998	−100000	−0.00001	3.00006×10^{-5}

$e_1^2 = 1.0951347$ 及 $e_2^2 = 5.077526$。折轴系统轮廓参数为 $\alpha_1 = 0.296574074, \alpha_2 = -0.564073696, \beta_1 = -2.967187012, \beta_2 = 5.055332749$，计算机优化算出 $e_3^2 = -0.2585$，用式(5.2)算出的 $e_3^2 = -0.26156$。

另外，欧洲大型太阳望远镜[6]的光学系统结构尺寸给出 $\alpha_1 = -0.2717391, \alpha_2 = -0.7270916, \beta_1 = 3.3466667, \beta_2 = 9.7260274$。将它们代入式(5.1)—(5.3)，算得

$$e_1^2 = 1.004264137, e_2^2 = 0.283051106, e_3^2 = 0.767459371$$

而 LEST 发表的计算机优化结果为

$$e_1^2 = 1.00425769, e_2^2 = 0.283195117, e_3^2 = 0.767668334$$

可见符合程度甚好。

从轮廓尺寸系数计算有关结构尺寸的公式为

$$R_1 = \frac{2}{\beta_1\beta_2} f_1', R_2 = \frac{2\alpha_1}{\beta_2(1+\beta_1)} f_1', R_3 = \frac{2\alpha_1\alpha_2}{1+\beta_2} f_1'$$

$$D_1 = \frac{R_1}{2}(1-\alpha_1), D_2 = \frac{R_1}{2}\alpha_1\beta_1(1-\alpha_2)$$

$$L_3 = \frac{R_1}{2}\alpha_1\beta_1\alpha_2\beta_2$$

5.2

e_3^2	R_2(mm)	R_3(mm)	L_3(mm)
1×10^{-3}	−420.4204	−419.58	−209.58
1×10^{-4}	−420.0420	−419.958	−209.958
1×10^{-5}	−420.0042	−419.9958	−209.9958

参 考 文 献

[1] D. Korsch, J. Opt. Soc. Am., 63(6), 667(1973).

[2] R. V. Willstrop, Proceedings of The IAU Colloquium, 79, 395 (1984).

[3] R. V. Willstrop, Month. Not. R. Astro. Soc.,216(2), 411(1985).

[4] 潘君骅,光学学报,8(8),717(1988).

[5] 苏定强等,中国科学,A辑,11,1187(1989).

[6] O. Engvold, LEST Optical System, Institute of Theoretical Astrophysics, University of Oslo, Norwag, 8(1985).

第六章　离轴抛物面镜的加工与检验

离轴抛物面镜是用得比较广泛的光学零件，主要因为它能以简单的面形产生高质量的无中心遮拦的平行光束。它唯一的缺点是加工比较困难，因为它不是旋转对称曲面。离轴抛物面镜设计问题比较简单，主要根据使用方面的要求决定口径、离轴量、离轴角、焦距等几何关系，最多再计算一下可用的视场大小。本章主要讨论其加工检验问题。

6.1　离轴抛物面的表示方法

轴对称抛物面面形只要给出通光口径及焦距或顶点曲率半径就完全确定了。而离轴抛物面则需要给出通光口径、离轴量、离轴角或轴上焦距等参数(见图 6.1)。图中 B 为离轴抛物面镜的中心，b 为 B 点到原光轴的距离，即离轴量，F 为焦点，2φ 为离轴角，f' 为母抛物面的焦距，a 为 B 点的矢高，D 为口径。这些量中，b，φ 及 f' 不是完全独立的，它们之间的关系为

$$\tan(2\varphi)=\frac{b}{f'-a}=\frac{b}{f'-\dfrac{b^2}{4f'}} \tag{6.1}$$

因此平常作为近似值，这三个量都取整数是可以的，但如果要进行某些精确的计算，一般只能使其中两个量取整数，第三个量应从式(6.1)求得。

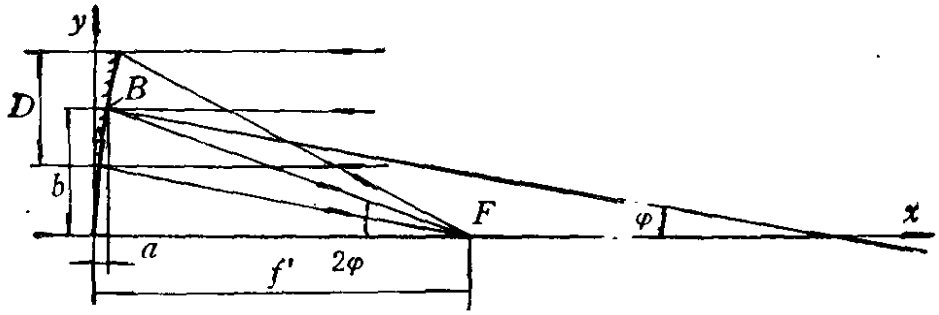


图 6.1

6.2 离轴抛物面的加工与检验方法

关于离轴抛物面的加工，目前有以下两种方法：

（1）从大的轴对称抛物面中切出．按普通方法磨制一块大的轴对称抛物面(母镜)，其口径至少为 $D' = 2b + D$．然后，用挖圆工具从中挖出所需要的离轴抛物面镜．这种方法工艺上较成熟，对小的口径 $D \approx 100$mm 左右、离轴量也不大的镜子是合适的．但若口径在 200mm 以上，所要的轴对称母抛物面镜口径往往要在 500mm 以上，加工成本迅速上升．这时，这个方法就不合算了．

（2）单件加工．将玻璃毛坯尺寸做到离轴抛物面镜所要的口径，然后用手工或辅以机器磨成所需面形．手工修磨时用平面镜构成自准光路，或用平行光管产生平行光束，在焦点处进行刀口检验或干涉检验．70 年代，美国的 J.Nelson 等人为了制造镶嵌式的 10m 望远镜，发展了加工离轴抛物面镜的所谓应力抛光法[1]．10m 望远镜要用 36 块六角形的离轴抛物面拼成，内层 6 块，中层 12 块，外层 18 块，每块的对角尺寸为 1.8m．各层的几块应该有高度一致的参数．应力抛光的要点是先将离轴抛物面磨成一个球面，然后根据材料力学公式计

算出加在镜面边缘的力和力矩，使之产生变形，其变形量的大小正好和离轴抛物面与起始球面之差相等，但符号相反．然后，在加有应力状态下将镜子抛光成球面，然后除去外加应力后，玻璃恢复到自由状态，即得到所要离轴抛物面面形．这个方法和加工施密特校正板的抽空法有点类似． Nelson 发展这种方法有两个主要理由： 一是容易保持各层镜面的焦距、离轴量等一致；二是缩短加工周期．这个方法要在镜子周围粘上很多加力用的机械零件，只有当镜子的需要量较大时才值得做．对于一般要求单块或至多两块的情况，往往不采用此方法．在用计算机控制加工的技术成熟后，单件加工离轴抛物面的方法将被普遍接受．单件加工的主要问题是起始球面的选择，对此我们将在后面讨论．

6.3 起始球面的选择

对于没有中心遮拦的抛物面，起始球面应该是一个既通过边缘带，又接触顶点的球面［见图 6.2(a)］．但只要是旋转对称的反射面，使用中都免不了有一个中心遮拦区，这部分是不用的，检验时也无法看到．因此，选取起始球面时可以使外带与遮拦区边缘相接触［见图 6.2(b)］．起始球面的球心一定在对称轴上，设其半径为 R，对于图 6.2 (b)的情况，其顶点坐标不是(0,0)，而是 $(\varepsilon,0)$，所以球心的坐标是 $(c,0)$，而不是 $(R,0)$，$\varepsilon = c - R$．从距离公式可写出：

$$(x_1 - c)^2 + y_1^2 = (x_2 - c)^2 + y_2^2$$

解得

$$c = \frac{(x_1^2 - x_2^2) + (y_1^2 - y_2^2)}{2(x_1 - x_2)} \tag{6.2}$$

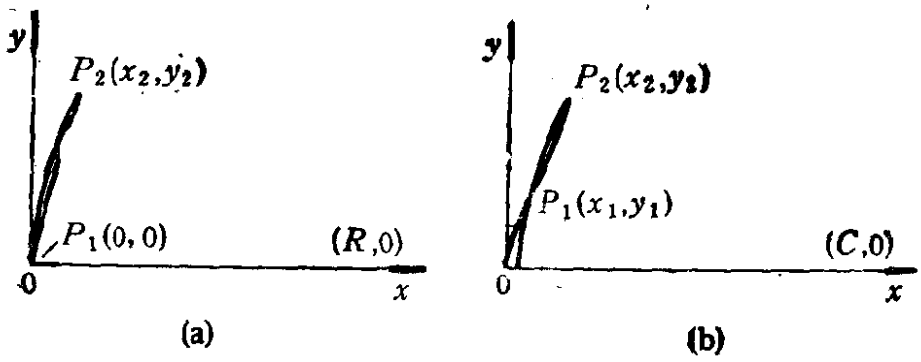


图 6.2

从而

$$R=\sqrt{(x_1-c)^2+y_1^2}=\sqrt{(x_2-c)^2+y_2^2} \quad (6.3)$$

若没有中心遮拦，即 $x_1=0, y_1=0$，则式(6.2)变为

$$c=\frac{x_2^2+y_2^2}{2x_2}$$

代入式(6.3)简化之后，得 $R=\frac{x_2^2+y_2^2}{2x_2}$，即此时 $c=R$. 所以式(6.2),(6.3)是普遍公式. 在计算离轴抛物面非球面度时要注意应加上 $c-R$ 之值.

6.4 离轴抛物面非球面度的计算

单件加工离轴抛物面，需要事先求出起始球面的半径，并详细地算出镜面各部分的修磨量. 有两种考虑方法：一是将它看成轴对称非球面的一部分；二是将坐标系移到离轴抛物面的中心. 两种方法的起始球面半径略有不同，计算结果对修磨给出不同的指导数据.

1. 作为轴对称非球面的一部分

这是一种常规的考虑方法[参考图 6.2(b)]，在子午截面

内离轴抛物面的范围从 P_1 到 P_2。母抛物面的方程式为 $y^2=2\mathring{R}x$，离轴抛物面的起始球面曲率半径 R 由式(6.2),(6.3)求出。它们之间沿 x 轴方向的差值为起始球面的矢高减去抛物面的矢高再加上 $c-R$ 之值，即

$$\delta=(R-\sqrt{R^2-y^2})-\frac{y^2}{2\mathring{R}}+(c-R) \qquad (6.4)$$

P_1 及 P_2 点的 δ 应为零。如果式(6.4)算出的 δ 值都是负数，表示起始球面在离轴抛物面的左边，对于凹镜面来说，要"补"上玻璃，而不是磨掉，所以要将起始球面向右平移一个量——所有 δ 值中的最大值 δ_{max}。实际修磨时，δ_{max} 对应的带不磨，而 P_1 及 P_2 点处磨量最大。镜面上等 y 值的弧上的 δ 是相同的(见图 6.4)，y 是从母抛物镜的对称轴算起。离轴抛物镜中心法线方向的非球面度为所求得的 δ 乘以 $\cos\varphi$。

将式(6.4)对 y 求导数，得

$$\bar{y}=\sqrt{R^2-\mathring{R}^2} \qquad (6.5)$$

这时，δ 有极值 δ_{max}，即 $\bar{y}$ 带不磨，故真正的修磨量为

$$\mathring{\delta}=\delta-\delta_{max}$$

这一点对指导加工是十分重要的。

离轴抛物镜面上任何一点都是双曲率的，即它的子午曲率半径 R 和弧矢曲率半径 ρ 不等。对于轴对称的母抛物面来说，y 不同的带区的弧矢曲率不等，但其曲率中心都是在旋转对称轴上。很容易推导得

$$\rho=\sqrt{\mathring{R}^2+y^2} \qquad (6.6)$$

子午曲率半径可以从曲率的普遍公式求得，对于抛物面镜为

$$R=\sqrt{\left[1+\left(\frac{\mathring{R}}{y}\right)^2\right]^3}\cdot\frac{y^3}{\mathring{R}^2} \qquad (6.7)$$

其中 y 是该点到大抛物面镜轴线的距离。

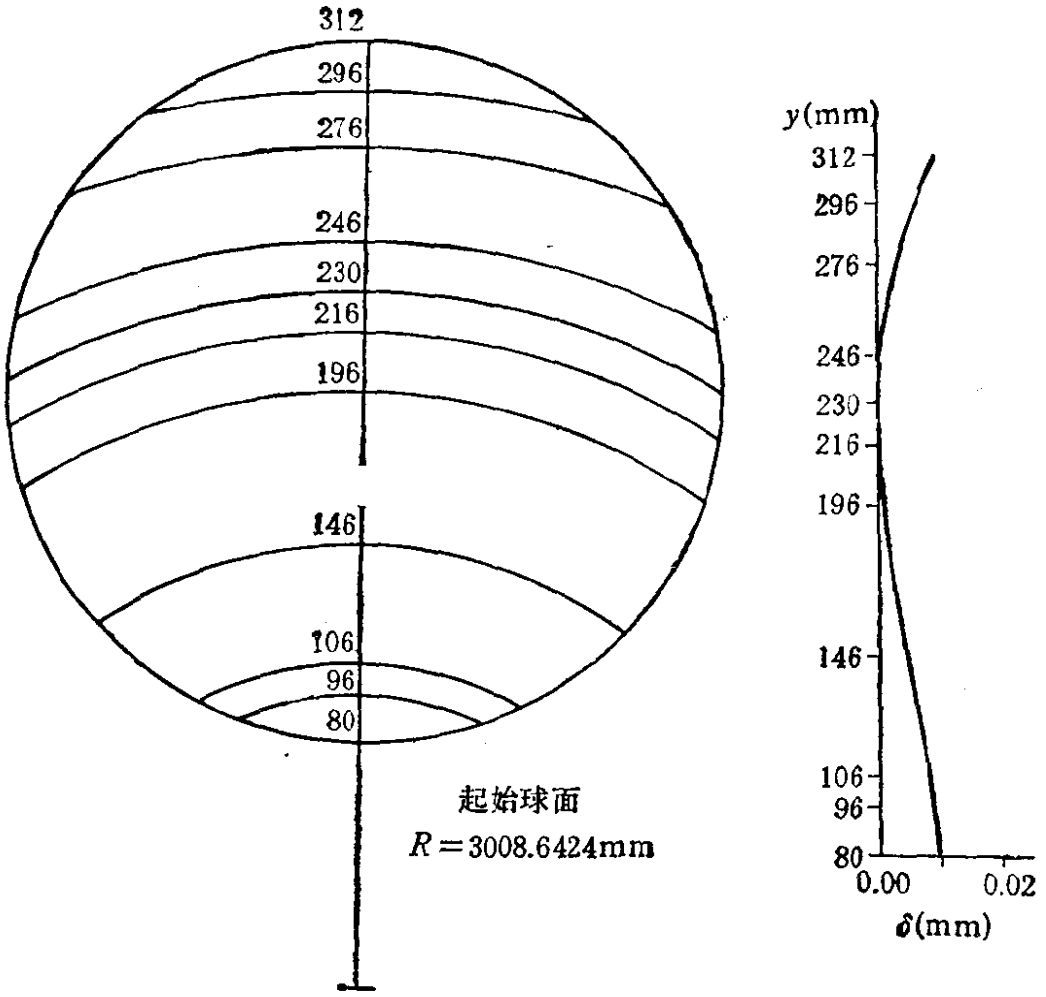


图 6.4

2. 以离轴抛物面镜中心为坐标原点

参见图 6.1，以母抛物镜的顶点为坐标原点的旋转对称抛物面方程式为

$$y^2 + z^2 = 2\mathring{R}x \tag{6.8}$$

z 坐标离开纸面为正，B 点为离轴抛物面的中心，其法线与对称轴的交角为 φ，B 点在式(6.8)中的坐标为 $(a, b, 0)$. 我们现在要以 B 点为镜面坐标的原点，以 B 点的法线为 x 轴，即进行从 0 点平移 $(a,b,0)$，再进行一 φ 角的坐标转换. 平移

坐标原点的转换关系为

$$x = x' + a, \quad y = y' + b, \quad z = z'$$

转角的坐标转换关系为

$$x = x'\cos\varphi - y'\sin\varphi, \quad y = x'\sin\varphi + y'\cos\varphi, \quad z = z'$$

将此转换关系分两步代入式(6.8),再加整理,并注意到 $b^2 - 2\mathring{R}a = 0$, 即得

$$\begin{aligned} &x^2\sin^2\varphi + 2(b\sin\varphi - \mathring{R}\cos\varphi + y\sin\varphi\cos\varphi)x \\ &+ [y^2\cos^2\varphi + 2y(b\cos\varphi + \mathring{R}\sin\varphi)] \\ &+ z^2 = 0 \end{aligned} \tag{6.9}$$

为使用时方便,写作

$$Ax^2 + 2Bx + C = 0$$

其中

$$A = \sin^2\varphi$$

$$B = (b\sin\varphi - \mathring{R}\cos\varphi + y\sin\varphi\cos\varphi)$$

$$C = [y^2\cos^2\varphi + 2y(b\cos\varphi + \mathring{R}\sin\varphi)] + z^2$$

在 x-y 平面内, $z = 0$; 在 x-z 平面内, $y = 0$. 利用式(6.9)即可计算离轴抛物面镜上各点的 x 坐标.

为了找出起始球面, 应先算出镜面边缘子午方向两点及弧矢方向两点,即 $\pm y_{max}$ 及 $\pm z_{max}$ 点的 x 坐标, 由于离轴抛物面镜对 xoy 截面是对称的,故 $\pm z_{max}$ 的 x 值相等. $+y_{max}$, $-y_{max}$ 及 $\pm z_{max}$ 点的 x 值不一样,其中最大值记为 x_{max}. 起始球面应是在镜面边缘具有 x_{max} 值的球面. 实际上 $\pm z_{max}$ 的 x 值总是最大. 根据这个考虑,可求出起始球面的半径 R, 再计算起始球面与离轴抛物面镜上各点的 x 值之差, 即得各点的非球面度. 这个差值应都是正值, 即起始球面的 x 值应比离轴抛物面的 x 值大, 才能修磨. 如果发现在一个方向上出现负值,则应将起始球面沿 x 轴平移一个量,等于负值中之

最大数．在这个方向上非球面度并未增加，只是修磨量愈到边缘愈多，而在另外的方向，则各点都增加了等于这个平移量的非球面度．下面将用实例来说明．

6.5 实 例 计 算

一个离轴抛物面的口径 $D = 232$mm，离轴量 $b = 196$mm，母抛物面的焦距 $f' = 1500$mm（顶点曲率半径 $\mathring{R} = 3000$mm）．可算出离轴角 $2\varphi = 2 \times 3.7380118°$．

1. 作为轴对称非球面的一部分

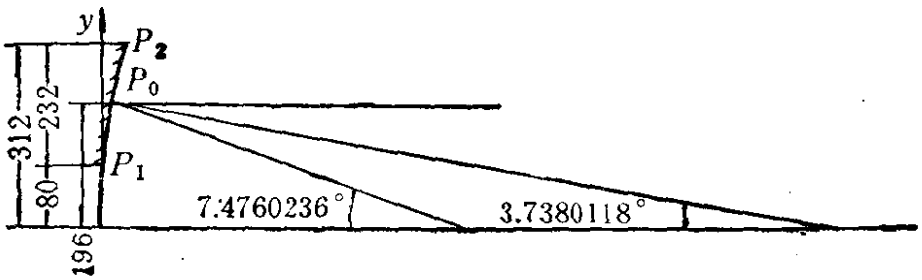


图 6.3

参见图 6.3，可算出 P_0, P_1 及 P_2 点的坐标为

$$P_0(6.40266667, 196, 0)$$

$$P_1(1.06666667, 80, 0)$$

$$P_2(16.224, 312, 0)$$

根据式(6.2)，式(6.3)求出 c 及起始球面半径 R 为

$$c = 3008.645334, \quad R = 3008.642458$$

$$(c - R = 0.002876)$$

再根据式(6.4)及平移的要求，分项计算各带的有关量及最后的非球面度（见表 6.1）．按表 6.1 中之 δ 值作图 6.4，可以得

表 6.1

单位：mm

y	x_I $(R-\sqrt{R^2-y^2})$	x_P $(y^2/(2R^2))$	Δx (x_I-x_P)	$\overline{\Delta x}$ (平移 0.00957)	δ $(\overline{\Delta x}\cdot\cos\varphi)$
312 (~116)	16.22400	16.22400	0	0.00957	0.00955
296 (~100)	14.59900	14.60267	−0.00367	0.00590	0.00589
276 (~80)	12.68915	12.69600	−0.00685	0.00272	0.00271
246 (~50)	10.07677	10.08600	−0.00923	0.00034	0.00034
230 (~34)	8.80710	8.81667	−0.00957	0	0
196 (0)	6.39394	6.40267	−0.00873	0.00084	0.00084
146 (~−50)	3.54743	3.55267	−0.00524	0.00433	0.00432
106 (~−80)	1.87074	1.87267	−0.00193	0.00764	0.00762
96 (~−100)	1.53485	1.53600	−0.00115	0.00842	0.00840
80 (~−116)	1.06667	1.06667	0	0.00957	0.00955

到比较明确的概念，图中 o 为母抛物面的顶点，在 $\phi 232$ 圆内的同心弧为等 δ 带，距 o 点的 y 值相同。表 6.1 中 y 值旁边的括号内为第二种算法的相应 y 值。由于镜面有弯曲，故是近似的。第二种算法中的准确数要通过式 (6.9) 计算。因计算太繁，不一定考虑它。表 6.1 中 $y = 227.9$ 有最大的 δ 值，是用式(6.5)计算得到的。如要加工的是凸的离轴抛物面，则 δ 值均应是负的，故不需要作平移，最大修磨量在 $y=227.9$mm 处。

2. 以离轴抛物面镜中心为原点

根据式(6.9)，先将有关数据代入，得

$$A = 0.004250302$$

$$B = -3006.395849 - 0.065055647y$$

$$C = (0.995749698y^2 + 0.000000027y) + z^2$$

$$x = \frac{-B - \sqrt{B^2 - AC}}{A}$$

我们计算子午面内 ($z = 0$) 及弧矢面内 ($y = 0$) 各点的 x 值，以其中最大的 x 值反推起始球面的曲率半径，得

$$R = 3007.509136$$

再求出 Δx 及平移后的 δ，列于表 6.2。表中 $z = \pm 80$ 时的 Δx_z 值，根据附近值的计算，基本上就是极大值，故平移量取 0.00021mm。起始球面 R 是根据 $z = \pm 116$ 的 x_{pz} 值而反推求得。镜面上非球面度的分布情况参见图 6.5。如有需要也可以算出镜面上其余任意一点的 δ 值。

如果要的是凸的离轴抛物面，则选择起始球面时应使边缘的 x 值等于所有值的最小者，在表 6.2 中为 2.22281，而 Δx 值应都是负值。

表 6.2

单位：mm

y	x_{py} ($x=0$)	x	x_{px} ($y=0$)	x_s ($R=3007.509$)	Δx_x (x_s-x_{px})	δ_x 平移 0.00021	Δx_y (x_s-x_{py})	δ_y 平移 0.00021
+116	2.22281	±116	2.23790	2.23790	0	0.00021	0.01509	0.01530
−116	2.23400						0.00390	0.00411
+100	1.65248	±100	1.66312	1.66297	−0.00015	0.00006	0.01049	0.01070
−100	1.65965						0.00332	0.00353
+80	1.05804	±80	1.06440	1.06419	−0.00021	0	0.00615	0.00636
−80	1.06171						0.00248	0.00269
+50	0.41357	±50	0.41578	0.41566	−0.00012	0.00009	0.00209	0.00230
−50	0.41446						0.00120	0.00141
0	0	0	0	0	0	0.00021	0	0

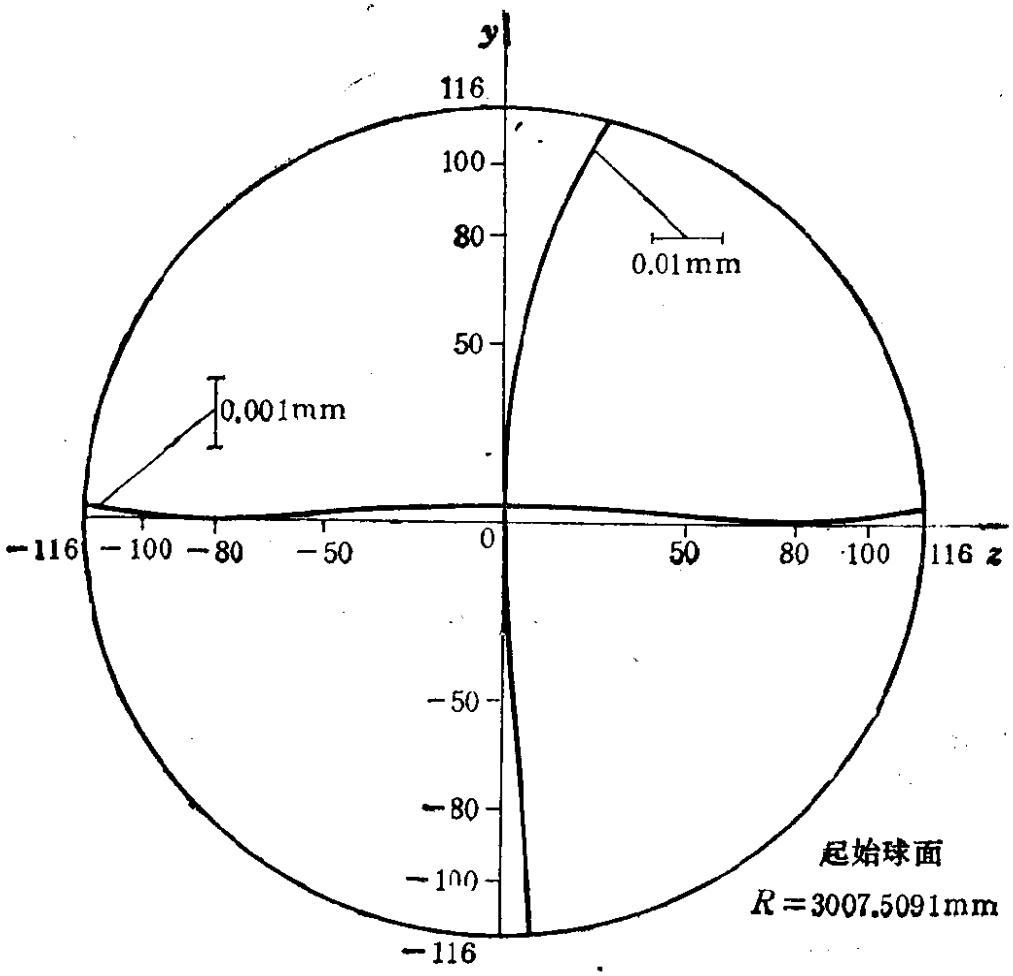


图 6.5

参 考 文 献

[1] J. E. Nelson, Stressed mirror polishing, Applied Optics, 19(14), 2341(1980).

第七章　非球面单透镜

在光学实验中，非球面单透镜常常用来作为简单物镜或单色准直光管物镜。它结构简单，所用玻璃材料容易解决，很有实用价值。其非球面是在球面单透镜上修磨而得，从而使轴上点的球差得到消除。

7.1　非球面单透镜的非球面度

用于平行光束中的单透镜（见图 7.1）的球差与透镜的弯

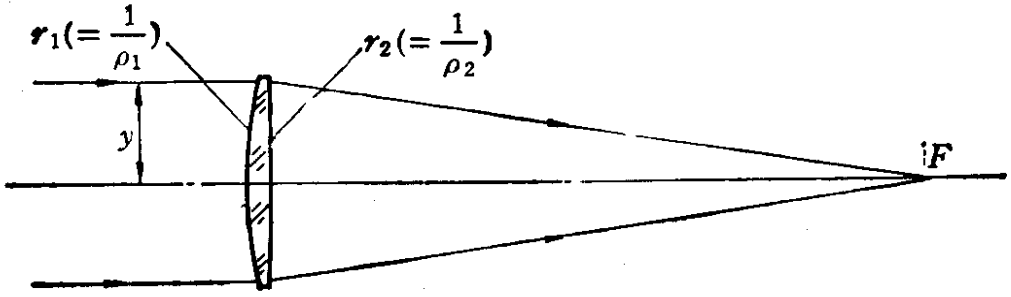


图　7.1

曲形状关系很大。我们总希望修磨量尽可能小一些，当非球面单透镜的口径及焦距决定后，设计的主要任务是寻找球差最小的透镜形状，并算出其非球面度。根据 Максутов 导出的公式[1]，薄单透镜的三级球差为

$$LA'_y = y^2 \frac{(n-1)(\rho_1-\rho_2)}{2n[(n-1)(\rho_1-\rho_2)-\sigma]^2}$$
$$\times\{n^3(\rho_1-\rho_2)^2 - n(\rho_1-\rho_2)$$
$$\times[(\rho_1-\sigma)(2n+1) - n\sigma]$$
$$+ (\rho_1-\sigma)[(\rho_1-\sigma)(n+2) - 2n\sigma]\} \qquad (7.1)$$

其中 ρ_1,ρ_2 为两个球面的曲率，σ 为物距的倒数，n 为折射率，y 为入射光线高度。

如用于平行光，则 $\sigma = 0$，式(7.1)可简化为

$$LA'_y = \frac{y^2}{2n(n-1)(\rho_1-\rho_2)}$$
$$\times[n^3(\rho_1-\rho_2)^2 - n(2n+1)\rho_1(\rho_1-\rho_2)$$
$$+ (n+2)\rho_1^2] \qquad (7.2)$$

薄透镜的光焦度 φ 为

$$\varphi = (n-1)(\rho_1-\rho_2)$$

故式(7.2)可写为

$$LA'_y = \frac{y^2}{2n\varphi}\left[n^3\frac{\varphi^2}{(n-1)^2} - n(2n+1)\rho_1\frac{\varphi}{(n-1)}\right.$$
$$\left.+ (n+2)\rho_1^2\right] \qquad (7.3)$$

要求球差最小，令 $\frac{dLA'_y}{d\rho_1} = 0$，可求出：

$$\left.\begin{aligned}\rho_1 &= \varphi\frac{n(2n+1)}{2(n-1)(n+2)}\\ \rho_2 &= \varphi\frac{2n^2-n-4}{2(n-1)(n+2)}\end{aligned}\right\} \qquad (7.4)$$

将 ρ_1 值代入式(7.3)，得

$$LA'_y = \varphi\frac{y^2n(4n-1)}{8(n-1)^2(n+2)}$$

对上式积分，求出波象差：

$$W_H = \frac{H^4}{32f^3}\frac{n(4n-1)}{(n-1)^2(n+2)}$$

其中H为半口径，$f=\frac{1}{\varphi}$为透镜的近轴焦距.为消除这些波象差，透镜上的修磨量应为

$$\delta_H = -\frac{W_H}{(n-1)} = -\frac{DA^3}{512(n-1)}\frac{n(4n-1)}{(n-1)^2(n+2)}$$

其中 $D=2H$，$A=\frac{D}{f}$. 经过调焦，使边缘带非球面度为零，则最大修磨量为

$$\mathring{\delta}_{\max} = -\frac{\delta_H}{4} = \frac{DA^3}{2048}\frac{n(4n-1)}{(n-1)^3(n+2)} \tag{7.5}$$

如用 K9 玻璃，取 $n=1.5163$，则

$$\mathring{\delta}_{\max} = 0.00775DA^3 \tag{7.6}$$

我们再看一种特殊情况，即平凸透镜，且凸面向平行光，此时 $\rho_2=0$，$\rho_1=\frac{\varphi}{n-1}$，代入式(7.3)，可得

$$LA'_y = \varphi\frac{y^2(n^3-2n^2+2)}{2n(n-1)^2}$$

用同样方法，求得最大修磨量为

$$\mathring{\delta}_{\max} = \frac{DA^3(n^3-2n^2+2)}{512\,n(n-1)^3} \tag{7.7}$$

取 $n=1.5163$，则

$$\mathring{\delta}_{\max} = 0.00831DA^3 \tag{7.8}$$

比较式(7.6)及(7.8)可知，平凸透镜非球面度略大于最小球差透镜的非球面度. 用平凸透镜可以少磨一个球面，因此在实

际工作中有时宁可非球面度稍大一些，以减少加工一个球面的工作量．非球面可以修在第一面或第二面上，也可以分摊在两个面上．

如要给出透镜上各带区的非球面度，只要将式（7.5）或(7.7)乘以因子 $4\left[\left(\frac{y}{H}\right)^2-\left(\frac{y}{H}\right)^4\right]$即可，$\delta_{max}$ 值发生在 $\frac{y}{H}=\frac{\sqrt{2}}{2}$ 带上．

一般情况下，对于单透镜物镜的焦距数值要求不是很严格，因此做这种物镜的另一个便宜之处在于对起始球面或不修磨的面的曲率半径值可以放宽公差，甚至有一些带区局部差也是允许的，只要轴对称性好就可以．

7.2 非球面单透镜的面形

对于相对口径不十分大的单透镜，非球面用二次曲面就能得到很好的效果，我们用 e^2 作为二次曲面的面形参数，并取第一面为非球面．其方程为

$$y^2=2\mathring{R}x-(1-e^2)x^2$$

1. 最小球差的情形

按薄透镜考虑，透镜的近轴焦距为

$$f_0'=\frac{1}{(n-1)(\rho_1-\rho_2)}$$

从式(7.4)可得

$$\rho_2=\frac{2n^2-n-4}{n(2n+1)}\rho_1$$

代入上式并整理后，得

$$f_0' = r_1 \frac{n(2n+1)}{2(n-1)(n+2)} \tag{7.9}$$

式(7.5)中 A 之值是整个透镜的相对口径，$A = D/f_0'$。令 $A_1 = D\Big/\left(\frac{r_1}{2}\right)$，得

$$A = \frac{D}{f_0'} = \frac{D}{\left[\frac{r_1}{2}\frac{n(2n+1)}{(n-1)(n+2)}\right]} = A_1 \frac{(n-1)(n+2)}{n(2n+1)} \tag{7.10}$$

将式(7.10)代入式(7.5)，得

$$\delta_{\max} = \frac{DA_1^3}{2048} \frac{(4n-1)(n+2)^2}{n^2(2n+1)^3} \tag{7.11}$$

另外，第一表面为二次曲面，其非球面度应为

$$\delta_{\max} = \frac{DA_1^3}{4096} e^2 \tag{7.12}$$

令式(7.11)和(7.12)相等，即得

$$e^2 = 2 \frac{(4n-1)(n+2)^2}{n^2(2n+1)^3} \tag{7.13}$$

如 $n = 1.5163$，则

$$e^2 = 0.830754549$$

2. 平凸透镜的情形

不难证明，凸面向平行光的平凸透镜的近轴焦距与透镜厚度无关：

$$f_0' = \frac{1}{(n-1)\rho_1} \tag{7.14}$$

表 7.1

f'_0(mm)		1000	750	500	400	300	200	100
d_0(mm)		10	10	10	10	10	15	30
$\mathring{R}$(mm)		516.3	387.225	258.15	206.25	154.89	103.26	51.63
LA'(mm)								
y (mm)	5	0.0000	0.0000	−0.0001	−0.0002	−0.0005	−0.0017	−0.0138
	10	−0.0001	−0.0003	−0.0007	−0.0011	−0.0019	−0.0066	−0.0536
	15	−0.0004	−0.0007	−0.0015	−0.0024	−0.0041	−0.0140	−0.1141
	20	−0.0007	−0.0012	−0.0026	−0.0039	−0.0067	−0.0227	−0.1861
	25	−0.0010	−0.0018	−0.0038	−0.0056	−0.0090	−0.0308	−0.2554
	30	−0.0014	−0.0024	−0.0049	−0.0070	−0.0105	−0.0359	−0.3011
	35	−0.0018	−0.0031	−0.0059	−0.0079	−0.0103	−0.0352	−0.2935
	40	−0.0022	−0.0036	−0.0064	−0.0078	−0.0074	−0.0249	−0.1892
	45	−0.0026	−0.0040	−0.0062	−0.0062	−0.0005	−0.0005	0.0764
	50	−0.0029	−0.0042	−0.0051	−0.0025	0.0117	0.0434	0.6063
s'_0(mm)		993.405	743.405	493.405	393.405	293.405	190.107	80.215
x_{max}(mm)		2.4234	3.2336	4.8611	6.0898	8.1593	12.4156	27.2019

$y^2 = 2\mathring{R}x - (1 - e^2)x^2$, $D = 100$mm, $e^2 = 0.58557(b = -0.41443)$

表 7.2

f'_0(mm)		300	200	100	90	80	70	65
d_0(mm)		10	15	30	35	41	52	65
$\mathring{R}$(mm)		154.89	103.26	51.63	46.467	41.304	36.141	33.5595
a(mm)		$2\mathring{R}$	$2\mathring{R}$	$2\mathring{R}$	$2\mathring{R}$	$2\mathring{R}$	$2\mathring{R}$	$2\mathring{R}$
b		−0.4178	−0.42203	−0.447	−0.4577	−0.4658	−0.49	−0.517
c(mm^{-1})		0.000336	0.000506	0.001087	0.0012383	0.000977	0.00095	0.00071
d(mm^{-2})		0	0	0	0	6.73×10^{-6}	9.6485×10^{-6}	1.3265×10^{-5}
LA'(mm)								
y	5	0	0	0.0012	0.0023	0.0002	0.0011	0.0023
	10	0	0.0001	0.0046	0.0086	0.0009	0.0043	0.0090

(mm)								
	15	0	0.0002	0.0088	0.0165	0.0017	0.0086	0.0190
	20	0	0.0003	0.0121	0.0228	0.0021	0.0122	0.0295
	25	0.0001	0.0003	0.0124	0.0236	0.0017	0.0125	0.0340
	30	0.0001	0.0002	0.0082	0.0158	0	0.0069	0.0224
	35	0.0001	0	−0.0006	−0.0011	−0.0021	−0.0040	−0.0132
	40	0	−0.0002	−0.0116	−0.0226	−0.0025	−0.0102	−0.0491
	45	0	−0.0003	−0.0168	−0.0333	0.0015	0.0127	0.0575
	50	0	0	−0.0001	0	0.0001	0	0
s_0'(mm)		293.405	190.107	80.215	66.917	52.960	35.706	22.132
x_{max}(mm)		8.1594	12.4156	27.2019	31.3235	37.3573	48.0871	60.3634
U'_{max}		9°6322	14°6126	31°4065	35°9099	42°3031	53°1086	64°5766

$y^2 = ax + bx^2 + cx^3 + dx^4$, $D = 100$mm

和上面一样，将平凸透镜的相对口径A转换成对第一面的相对口径 A_1,即

$$A=\frac{D}{f_0'}=\frac{D}{1/(n-1)\rho_1}=A_1\frac{(n-1)}{2} \tag{7.15}$$

将式(7.15)代入式(7.7),得

$$\mathring{\delta}_{\max}=\frac{DA_1^3}{4096}\frac{(n^3-2n^2+2)}{n} \tag{7.16}$$

令式(7.16)和(7.12)相等,即得

$$e^2=\frac{n^3-2n^2+2}{n} \tag{7.17}$$

如 $n=1.5163$,则

$$e^2=0.585565888$$

由此，我们得出一个很重要的，在实际应用时非常方便的结论： 消球差单透镜的二次曲面面形系数 e^2 只和透镜的弯曲形状及透镜的折射率有关，和表面的曲率半径无关. 对于最小球差透镜及平凸透镜,其第一表面的 e^2 值分别从式(7.13)及式(7.17)算出. 对于 K9 玻璃,第一表面是椭球面.

假如非球面修在第二表面上,对于最小球差透镜,用同样方法不难求出:

$$e^2=2\cdot\frac{n(4n-1)(n+2)^2}{-(2n^2-n-4)^3} \tag{7.18}$$

如 $n=1.5163$,则 $e^2=245.52745$,是一个双曲面.

我们编制了专用程序计算非球面单透镜的轴上球差（参见附录六). 用 K9 玻璃,$n=1.5163$,并给定透镜焦距,从式(7.14)求出 r_1,从式(7.17)求得 e^2. 取口径 $D=100$mm,焦距 $f_0'=1000,750,500,400,300,200,100$mm，结果列于表 7.1. 表最后两行中 s_0' 为后截距，$x_{\max}$ 为凸面边缘光的矢

高。x_{max} 应略小于透镜厚度 d，使透镜边缘有一定的宽度。计算时先估计一个 d，计算一遍后立即知道取得是否合适，然后加以调整。从表 7.1 中可以看到，焦距 f'_0 大于 400mm 的单透镜，取解出的二次曲面，已将球差校正得相当好，f'_0 小于 300mm 时，需要加高次项，即非球面的方程取以下形式：

$$y^2 = ax + bx^2 + cx^3 + \cdots \qquad (7.19)$$

项数的多少视相对口径大小而定。仍取 $D = 100$mm，$f'_0 =$ 300,200,100,90,80, 70, 65mm，加上 x^3 项或再加 x^4 项并调整到较好状态，结果列于表 7.2。如果希望较大相对口径时有更佳的校正，则可再加 x^5 项，但项数愈多，调整其系数愈费事。表 7.1 及表 7.2 的结果均可直接应用。

表 7.2 最后一行 U'_{max} 为边缘光线出透镜后与光轴的夹角，即透镜的半孔径角。实际加工时，面形方程只是初步成形时要用到，作为机械测量的参考，它对光学修磨过程没有指导作用，所以并不需要将球差校正到零。

参 考 文 献

[1] Д. Д. Максутов, Астрономическая Оптика, НАУКА, Ленинградское Отделение, 1979.

第八章　大型夜视物镜中的非球面

夜视物镜首先具有足够大的相对口径，以便增加象面上的照度．如果还希望能分辨较远处的物体，则又要有足够长的焦距．因此总的说，远距离夜视物镜基本上是一个口径较大而相对口径也很大的系统．加之夜视总是带有搜索性，所以还要求视场尽量大些．夜视物镜的主要参数有工作距离、分辨率及视场大小(由使用场合决定)．影响分辨率的因素很多，如目标到镜头之间的大气传递函数、物镜本身的传递函数及微光摄象管的传递函数．目前 $\phi 1''$ 的微光管一般能做到在低照度时约 5 线对/mm，在最佳照度时约 25 线对/mm．所以夜视物镜的象质，最好是做到在 25 线对/mm 时有较高的对比度．这样，光学系统对总效果的影响就很小．如能量均匀分布的最大象斑尺寸为 0.02mm，则 25 线对时有 63.7% 的对比度．要达到这个指标，对于夜视物镜设计，难度已是很大了．

单纯从光学系统的角度来看，施密特系统或 Bouwers 的同心系统都是很理想的大口径、大相对口径、大视场物镜系统．但是，这两种系统要求将光阑设置在主镜的曲率中心上，从而使镜筒长度增加很多．再由于视场要求，主镜的口径比光阑口径要大不少．这两者都使镜头的重量大为增加．再者，微光摄象管的尺寸较大，不能塞入镜筒，必须将焦点折出主镜之后，这又使副镜对主镜遮光很多．这两个因素使要求重量尽可能轻，又能接配微光摄象管的夜视物镜不能采用施

密特或 Bouwers 系统.

全部用球面的夜视物镜有设计得很好的结果[1]，但所用的镜片很多，且镜筒较长，因而镜头重量太大，对于要经常移动的设备是一大缺点. 所以，剩下的出路是采用不同于施密特及 Bouwers 的非球面系统. 这里，对于 ϕ400 左右的镜头列举了三个结构不同的，用两个或两个以上非球面的光学系统. 设计是在人工分析型式的基础上用自动优化程序完成的，非球面的选取还考虑到实际制造中加工检验的可能性.其中第二个系统已制出实物.

第一个系统(参见图 8.1):

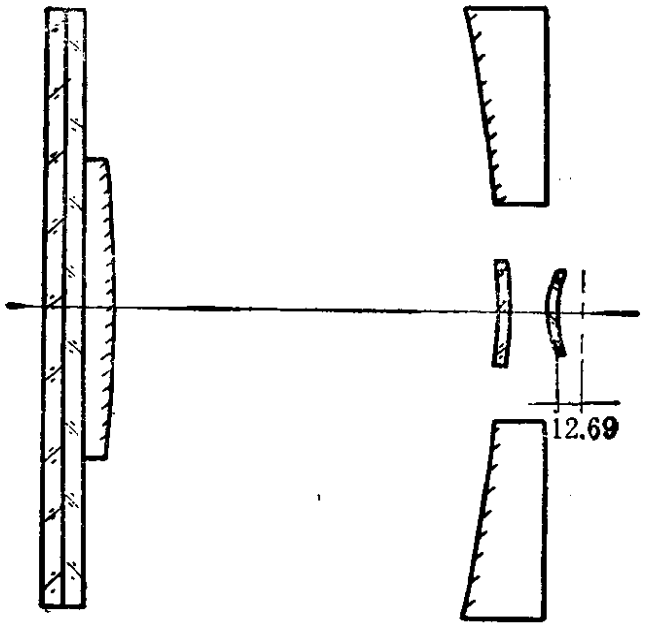


图 8.1

$$D = 400\text{mm}, f' = 646.4\text{mm}, 2\omega = 3.°8, F/1.616$$

结构数据如表 8.1 所示.

设计结果：在 3.8°视场范围内 D光单色象斑直径最大为 0.0268mm，视场边缘对于 C,F 光的横向色差为 0.0232mm.

表 8.1

表面序号	顶点曲率半径 (mm)	到下一面距离 (mm)	材　料	通光口径 (mm)	e^2
1	∞		ZF2	400	
2	平面型非球面*	12.067	K9	400	高次非球面
3	平面型非球面**	12.067	空气	400	高次非球面
4	−965.38	268.14	空气	406	
5	−1124.5***	−250.03	空气	202	25.7698
6	−242.48	247.62	K9	75	
7	−189.066	8.44	空气	75	
8	61.21	24.89	K9	54	
9	90.61	8.44 12.6947（到焦面）		54	

* 面型: $x = 0.1291278 \times 10^{-3}y^2 - 0.5702651 \times 10^{-9}y^4 - 0.5048219 \times 10^{-14}y^6 + 0.9702197 \times 10^{-19}y^8$;

** $x = -0.2010292 \times 10^{-3}y^2 + 0.824638 \times 10^{-9}y^4 + 0.1583858 \times 10^{-14}y^6 - 0.2958999 \times 10^{-19}y^8$;

*** 双曲面型。

这个系统的设计思想是，为了使镜筒尽量短以减轻重量，主镜的相对口径要大一些，现在取 1:1.2。而相对口径大的面如设计成非球面，将给加工带来困难，并且修磨后容易留下较大的残差，降低成象质量，因此主镜用球面。第 5 个面是副镜，也是反射面，它的作用除了使系统的相对口径从主镜的 1:1.2 变到要求的 1:1.6（包括两块小的改正镜的贡献）之外，主要是校正轴外象差。另外，这个系统是要在野外使用的，需要密封窗口，这个窗口作为入瞳，则我们得到一个消球差的很有利条件。两块小的改正镜也作为后密封窗口之用，主要是与副镜一起校正轴外象差，它们都是球面。开始优化时，前窗口平板只是单块玻璃，其向内面取高次非球面。这样在工艺上困难小些，因为副镜是二次非球面，可以单独解决工艺问题，而密封窗的高次非球面可以在整个光学系统装到镜筒里以后修磨。

以上述的结构形式，即前窗口是单块平板进行优化，象斑尺寸降到一定程度就无法再小。经过分析，知道是由于窗口平板上的非球面度很大，带进较大的色差，于是不得不将窗口平板改成由两种玻璃构成的胶合平板，而胶合面也是非球面。这样，单色象斑在整个视场内降到 26.8μm，但有 23.2μm 的横向色差。这个系统的有效相对口径为 1:1.87($T/1.87$)。

第二个系统(参见图 8.2)：

$$D = \phi 375\text{mm}, f' = 602.5\text{mm}, 2\omega = 2.^{\circ}4, F/1.6$$

结构数据如表 8.2。

高次非球面(表 8.2 中第 2 面)方程为

$$x = 0.10290378 \times 10^{-4}y^2 + 0.39398331 \times 10^{-9}y^4 + 0.44782226 \times 10^{-16}y^6 + 0.45848405 \times 10^{-21}y^8$$

设计结果，在 2.4°视场范围内 D 光单色象斑尺寸最大为 0.027

表 8.2

表面序号	顶点曲率半径	与下一面距离	材 料	通光口径	e^2
1	∞	18	K9	375	高次非球面
2	∞*	316.424	空 气	375	
3	−1198.802	32.923	K9	397.5	
4	−1221.476	−32.923	K9	397.5	
5	−1198.802	−276.776	空 气	397.5	
6	−3602.992	232.212	空 气	218.4	204.389
7	1481.81	9.605	K9	91.5	
8	−3228.367	24.02	空 气	91.5	
9	208.196	7.205	K9	73.4	
10	627.05	31.171	空 气	73.4	
11	∞	3	AB7 + K4	50	
12	∞	5	空 气	50	
13	∞	3	AB7 + K4	50	
14	∞	27(至焦面)		50	

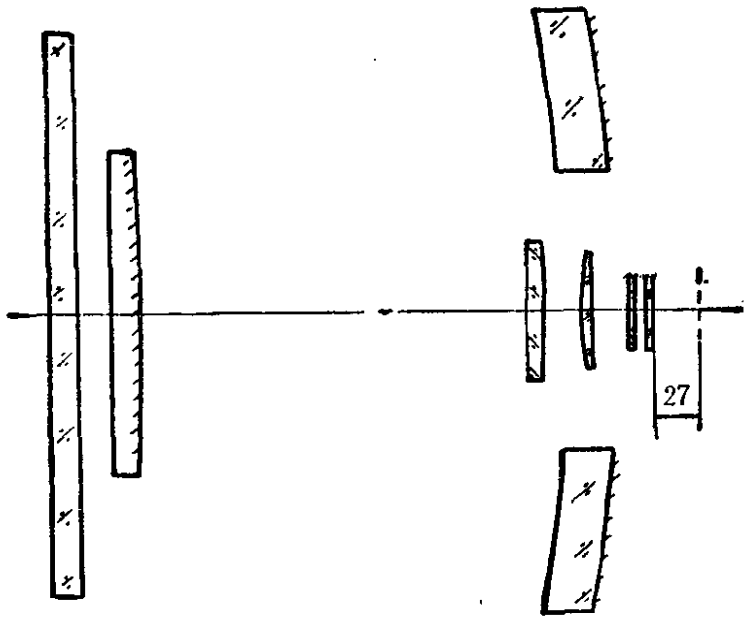


图 8.2

mm，视场边缘对于 D,C,F 光的横向色差最大为 0.054mm。

第二个系统是一个实际加工出的系统，其结构参数与第一个系统略有出入，这是根据使用单位而最后决定的。主要是视场降到 2.4°，口径也降到 ϕ375mm。单纯从设计结果看，第一个系统要好一些，但是它的前密封窗是胶合的，有三个平面高次非球面。从目前实际条件考虑，单独加工高次非球面还需要创造不少条件，加工周期将大大增加，所以决定采用第二个系统。这里副镜虽然是 e^2 值很大的双曲面，但其检验可以单独进行，只有前密封窗的高次非球面要在组装以后修磨。这个系统的主镜采用内反射的 Mangin 镜，主要是为了解决初级球差及轴向色差，但是它带进了相当大的横向色差。由于目前微光象增强器本身的分辨率不高，所以这种情况暂时还可以容忍。野外试验表明，视场中心和边缘的分辨率看不到任何差异。第 11 至 14 个面是两块密度光楔，为自动调光所需。

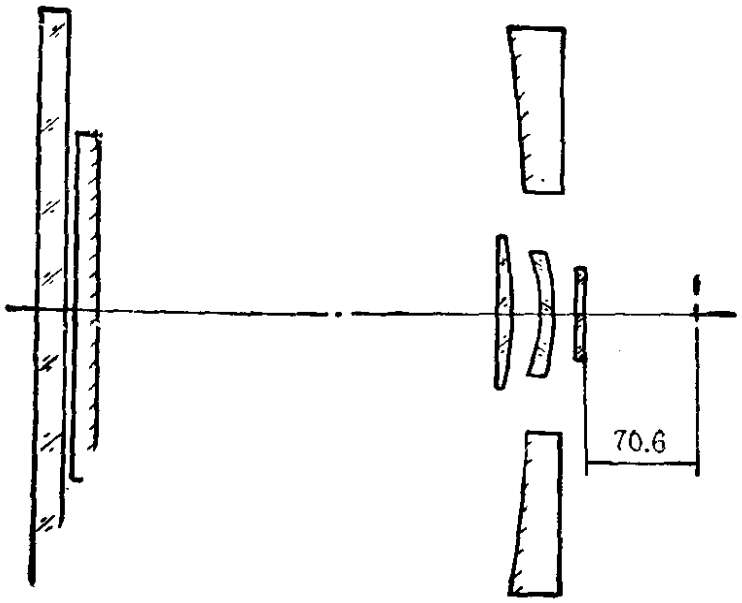


图 8.3

不论第一还是第二个系统，副镜的直径都相当大，超过了主镜的一半，因此有效相对口径从 $F/1.6$ 降到了 $T/1.98$ 左右。这主要是由于要求视场相当大而又不希望有遮晕，以及焦点伸出距离大所造成，是无法避免的。

降低横向色差看来是提高这种系统质量的一个重要问题，因此在完成第二个系统之后又进行了努力，得到下面的第三个系统。

第三个系统(参见图 8.3)：

$D = 375\text{mm}, f = 603.46\text{mm}, 2\omega = 2.^{\circ}4, F/1.61$

结构数据如表 8.3 所示。

高次非球面(表 8.3 中第 4 面)方程为

$$x = -0.56648710 \times 10^{-4}y^2 + 0.5642195 \times 10^{-9}y^4 - 0.764814 \times 10^{-14}y^6 - 0.2296144 \times 10^{-18}y^8$$

设计结果，在 2.4°视场范围内，D光单色象斑尺寸最大为 0.035mm，视场边缘 D,C,F 光的横向色差最大只有 0.0015

mm。

这个系统虽然增加了一点单色象斑尺寸，但是大大降低

表 8.3

表面序号	顶点曲率半径	至下一面距离	材 料	通光口径	e^2
1	∞	18	K9	388	
2	∞	300	空 气	388	
3	−1280	−277.5	空 气	375	2.6126126
4*	∞	257.5	空 气	231	
5	−1987.86	9	K9	103.5	
6	−175.44	20.4	空 气	103.5	
7	−126.042	7.2	K9	84.1	
8	−187.892	12.8	空 气	84.1	
9	∞	6	AB7 + K4	71.6	
10	∞			71.6	

* 为高次非球面。

表 8.4

非球面度(μm) 表面 \ 系统		第一系统	第二系统	第三系统
前密封窗	胶合面	132	63	0
	空气面	193		
主 镜		0	0	25
副 镜		30	7.4	4.8

了横向色差. 从结构上看,主镜采用了反射非球面,副镜变成了平面高次非球面,而前密封窗是不带非球面的平行平板,加工的难度集中到主镜上，副镜要等系统组装好以后修磨. 这个系统的有效相对口径稍小,为 $T/2.04$.

将这三个系统的各个非球面上的最大非球面度*列于表 8.4.

第一个系统的口径及视场均较大，三者之间不好作严格的比较. 从象质、加工难度及有效相对口径看，三者各有强弱,故很难排出一定次序,只能根据使用及制造的具体情况选择其一.

参 考 文 献

[1] M. Amon, S. Rosin and B. Jackson, Large Objective for Night Observation, Applied Optics, **10** (3), 1971.

第九章　掠入射环面镜的设计、加工及检验

9.1　掠入射环面镜的设计

环面镜主要用于极紫外（10—300 Å）区光谱仪及单色仪中．作为前置镜，在满足一定的光谱分辨率条件下，环面镜得到较大的光通量．由于在极紫外区，小入射角时反射率足够大的镀层材料尚在研究开发之中，故不得不采用很大的入射角(86—88°)以得到较高的反射率．　如果用凹面光栅作为分光元件，并将入射狭缝置于罗兰圆上，则在罗兰圆的另一位置上得到对应于某一波长的衍射象．物点及衍射象到光栅顶点的距离(见图 9.1)分别为

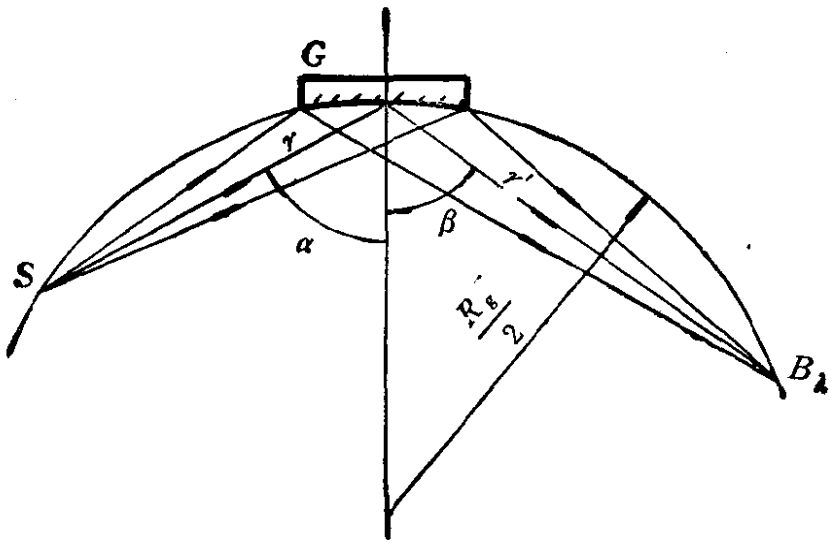


图　9.1

$$\left.\begin{aligned} r &= R_g \cos\alpha \\ r' &= R_g \cos\beta \end{aligned}\right\} \tag{9.1}$$

式中 R_g 为凹面光栅的曲率半径，α 为入射角，β 为衍射角。衍射象的波长 λ 由常用的光栅方程

$$m\lambda = d(\sin\alpha - \sin\beta) \tag{9.2}$$

给出，其中 d 为光栅常数，m 为衍射级次。

但是，由于是在掠入射状态下工作，凹面光栅的曲率将带来很大的象散，实际上对应于入射狭缝上的一点，其衍射象是一条焦散线，该焦散线的长度为

$$L = H\left(\sin^2\beta + \sin^2\alpha \frac{\cos\beta}{\cos\alpha}\right) \tag{9.3}$$

其中 H 为光栅被照明部分刻线长度。当 $\alpha \approx \beta \approx 1$ 时，可得

$$L \approx \left(1 + \frac{r'}{r}\right) H \tag{9.4}$$

一般情况下 $r' > r$，则 $L > 2H$。可见象散是十分严重的。

所以，用单个凹面光栅构成极紫外光谱仪或单色仪有严重的缺点，主要是系统集光能力下降及失去了缝高方向的空间分辨率。为了解决象散问题，最好的办法是在入射狭缝之前加环面前置镜（参见图 9.2）。环面镜 M 的顶点和曲率中心位于光栅 G 的子午面内，它在该平面内的主曲率半径为 R，在光栅弧矢平面内的曲率半径为 ρ。环面镜将位于子午平面内的点光源 A 成象为两条焦散线，第一条位于光谱仪入射狭缝 S 处垂直于环面镜 M 的入射平面，第二条成象于光栅的弧矢焦线位置 P_λ。只要满足下面的方程组，则在罗兰圆上 B_λ 处，环面镜的象散和光栅的象散正好补偿，从而得到波长为 λ 的点光源消象散象：

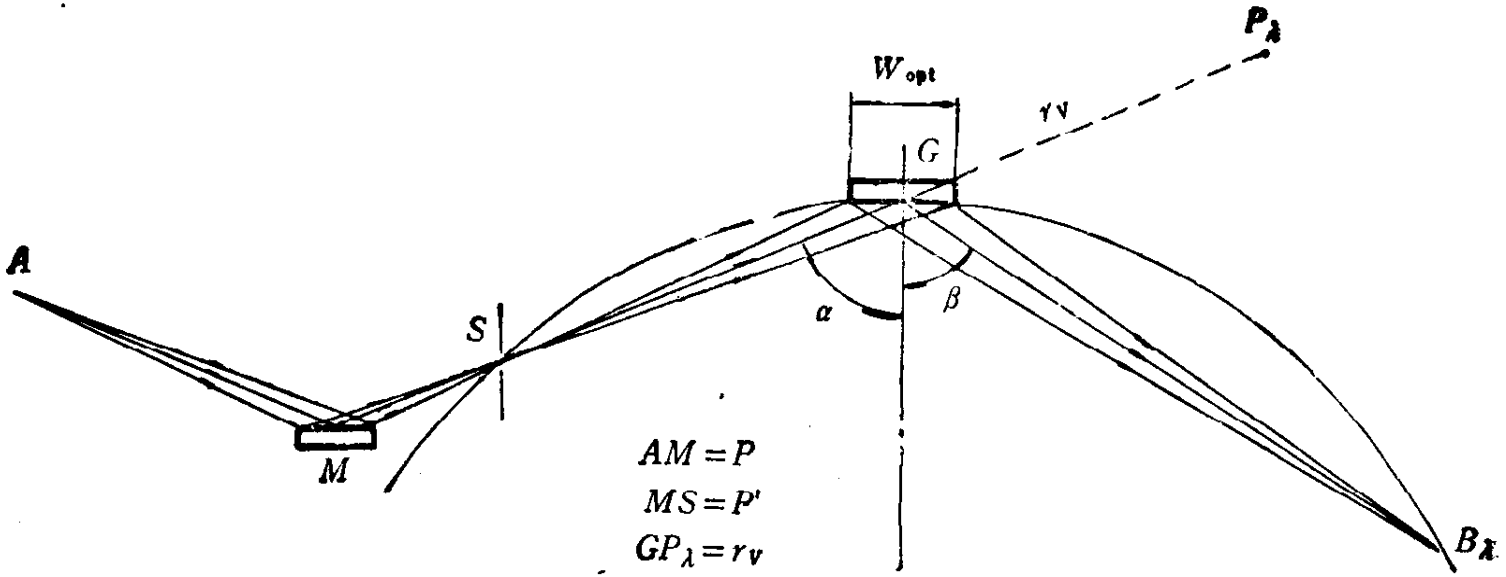

P_λ
W_{opt}
γ_V
G
A
S
α
β
M
$AM=P$
$MS=P'$
$GP_\lambda=r_V$
B_λ

图 9.2

$$\left.\begin{aligned} r_V &= R_g/(\cos\alpha - \sin\beta \cdot \tan\beta) \\ \frac{1}{P} + \frac{1}{P'} &= 2/R\cos\varphi \\ \frac{1}{P} + \frac{1}{(R_g\cos\alpha + P' - r_V)} &= 2\cos\varphi/\rho \end{aligned}\right\} \tag{9.5}$$

其中 P 是光源至环面镜的距离，P' 是环面镜至入射狭缝的距离，φ 是环面镜上的入射角。由于同样的原因，环面镜上的入射角也必须很大(接近于 90°)。谱面上象 B_λ 的放大率为

$$M = \frac{P' + R_g(\cos\alpha + \cos\beta)}{P} \tag{9.6}$$

环面镜的尺寸与光栅所取尺寸有关。球面光栅的曲率半径为 R_g，罗兰圆的曲率半径为 $\frac{R_g}{2}$，所以只是光栅的中心与罗兰圆重合，在 α 与 β 较大时将引起附加程差，影响光谱分辨率。因此，要对光栅照明宽度加以限制，通常取光栅最佳宽度为

$$W_{opt} = 2\sqrt[4]{\frac{2R_g^3\lambda}{\sin\alpha\tan\alpha + \sin\beta\tan\beta}} \tag{9.7}$$

此时象面上谱线的半宽度为

$$\Delta\lambda \doteq 1.1\frac{d}{mR}(S + a) \tag{9.8}$$

其中 S 为入射狭缝宽度，a 为象差弥散宽度。

环面镜的宽度应保证光栅的最佳宽度被利用，故在子午面内的宽度应为

$$W_M = \frac{P'W_{opt}}{R\cos\varphi} \tag{9.9}$$

环面镜在弧矢面内的高度则由决定系统象差的角孔径 ω 确

定，即

$$W_G = r'\omega \tag{9.10}$$

$$W_S = (r + P' - r_V)\omega \tag{9.11}$$

其中 W_G 为光栅高度，W_S 为环面镜高度。

环面镜的象差对凹面光栅子午面内的象差没有显著影响，但对弧矢面的轴外象差及系统集光能力有重要影响。环面镜聚焦在入射狭缝处的光源象是弯曲的，而入射狭缝通常是直的，因此有一部分光线将被阻拦而不能进入光谱仪，从而降低了仪器的集光本领。我们称通过入缝的光线数与照射入射狭缝的光线数之比 f 为狭缝透过系数，它是光源在弧矢面内的尺寸 Z、几何孔径角 ω 及波长 λ 的函数。此外，环面镜在 B_λ 处聚焦时还有弧矢方向的轴外象差 ΔZ，将影响系统空间分辨率，并且也是 Z，ω 和 λ 的函数。通过光线追迹可以算出 ΔZ 和 f，由此再求出系统的等效出射孔径为

$$\varpi = \frac{W_{opt}}{R_g} \cdot \omega \cdot f \tag{9.12}$$

谱面上的照度为

$$E = B\tau_M\tau_G f W_{opt} W_G / R_g^2 = B\tau_M\tau_G\varpi\cos\beta \tag{9.13}$$

其中 τ_M 为环面镜反射率，τ_G 为光栅反射率，B 为光源亮度。

通常环面镜的设计是掠入射光谱仪总体设计者的事，这里作一些基本阐述是为了使环面镜的加工检验者和设计者有更多的共同语言。

9.2 环面镜的几何学问题

环面镜，一般是指两个相互垂直方向的曲率半径相差很大，有时达两个数量级的镜面，常常呈长条形。设计者一般给

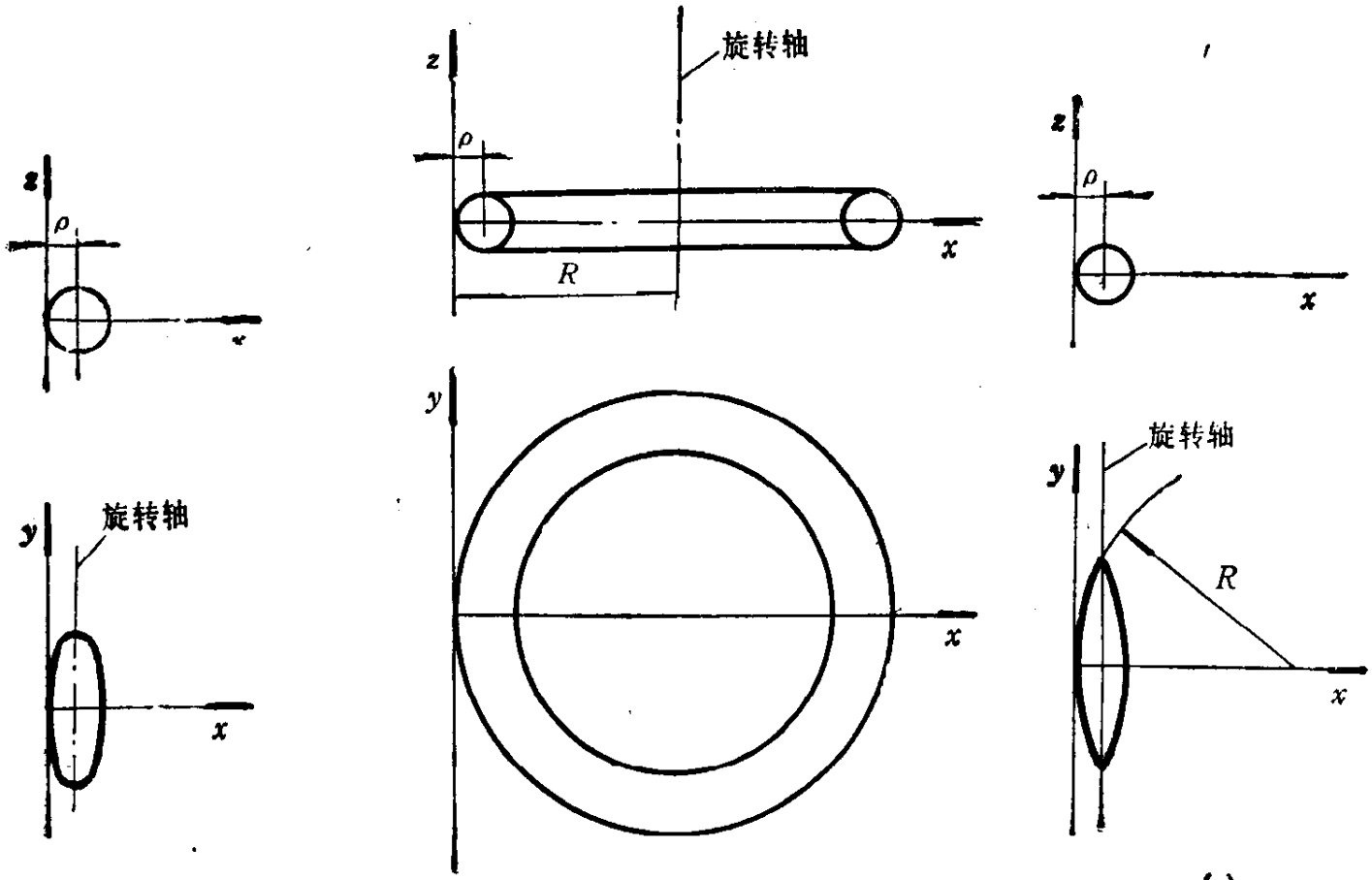


图 9.3

出两个方向的顶点曲率半径值R及ρ. 实际上，这种面形有三种可能的几何形状:

(1) 反转椭球面 (Inversed ellipsoid),参见图 9.3(a).

这是取自绕长轴旋转的椭球体的短轴极区部分的镜面. 它的数学方程式为

$$(x-\rho)^2+\frac{\rho}{R}y^2+z^2-\rho^2=0 \qquad (9.16a)$$

用级数表达为

$$x=\frac{y^2}{2R}+\frac{z^2}{2\rho}+\frac{y^4}{8R^2\rho}+\frac{z^4}{8\rho^3}+\frac{y^2z^2}{4R\rho^2}+\cdots \qquad (9.16b)$$

(2) 轮胎面 (Bicycle tyre),参见图 9.3(b).

有时亦称超环面，这是由一个曲率半径为ρ的小圆绕一轴旋转，轴位于离小圆中心为$R-\rho$处而得. 它的数学方程式为

$$(x-R)^2-2(R-\rho)\sqrt{(x-R)^2+y^2}+y^2+z^2+(R-\rho)^2-\rho^2=0 \qquad (9.17a)$$

或

$$x=\frac{y^2}{2R}+\frac{z^2}{2\rho}+\frac{y^4}{8R^3}+\frac{z^4}{8\rho^3}+\frac{y^2z^2}{4R^2\rho}+\cdots \qquad (9.17b)$$

(3) 苹果芯面 (Apple core),参见图 9.3(c)。

这是由一条曲率半径为R的圆弧绕一弦旋转而得，弦离弧的最大距离为ρ,它的数学方程式为

$$[\sqrt{(x-\rho)^2+z^2}+(R-\rho)]^2+y^2-R^2=0 \qquad (9.18a)$$

或

$$x=\frac{y^2}{2R}+\frac{z^2}{2\rho}+\frac{y^4}{8R^3}+\frac{z^4}{8\rho^3}+\frac{y^2z^2}{4R\rho^2}+\cdots \qquad (9.18b)$$

以上方程式中x轴与光轴一致，镜面顶点是方程式坐标系的原点. 式(9.18a)是准确的方程式. 式(9.18b)是幂级数

展开式，取有限项时是近似的，但便于对三种不同形式的曲面作比较讨论。从 b 式我们看到，三种面形的差别主要由第三项及第五项引起。下面用一个实际的环面镜数据来讨论这三种面形的差别。

给定的环面镜 $R = 6929.5\text{mm}$，$\rho = 27.71\text{mm}$，入射角 $\varphi = 87°$。镜面周边尺寸为 $70 \times 8\text{mm}^2$。使用时加 $50 \times 5\ \text{mm}^2$ 的光阑，物距 $t = 794\text{mm}$，象距 $t' = 235\text{mm}$。弯曲的镜面实际上总是从一个平面磨下去而得到，所以镜面的边界是腰鼓形的，而不是长方形的(见图 9.4)。腰鼓形四个角上的

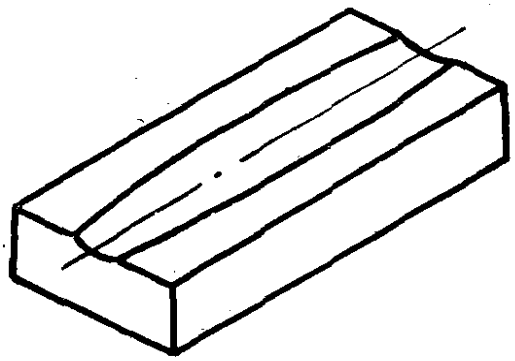


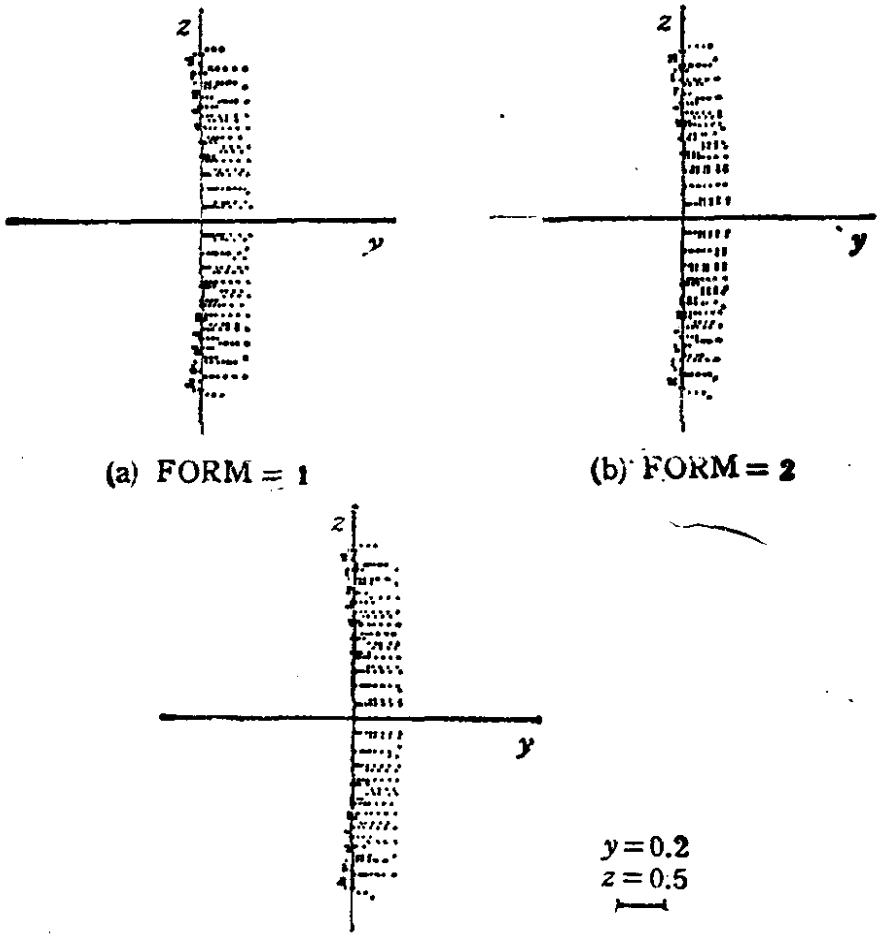
图 9.4

点的 y 坐标都是 $y = \pm 35\text{mm}$，而 z 坐标 $|z|$ 应小于 4mm。我们权且以 $y = 35\text{mm}$，$z = 4\text{mm}$ 为极端点来计算三种面形的 x 坐标值，用(9.16b)、(9.17b)、(9.18b)方程很容易算出：

反转椭球面	$x = 0.37966\text{mm}$
轮胎面	$x = 0.37860\text{mm}$
苹果芯面	$x = 0.37952\text{mm}$

这表示，轮胎面在极端点处低于其它两种面形约 $1\ \mu\text{m}$。另外，我们按工作光路作光线追迹，对于全口径，即不加光阑，算得三种面形的子午焦线点图 [见图 9.5(a)—(c)]。弧矢焦散线

$RT=-6929.5$ $RS=-27.71$ $HY=35$ $HZ=5$



(a) FORM = 1 (b) FORM = 2

(c) FORM = 3

图 9.5 (a,b,c)

的长度在 4.18—4.19mm 范围内. 如果加上 50 × 5mm² 的光阑,则子午焦线宽度的差别仅为 0.2μm 左右. 所以结论是: 作为前置镜用的掠入射环面镜，这三种面形的实际差别是很小的，取何种镜面作为加工对象可以从工艺及检验角度来选择. 当然，事先作光线追迹，考察差别究竟有多少，是必要的.

9.3 环面镜的加工方法与检验方案

环面镜的形成同样也要经过粗、细磨及抛光的过程，在整个过程中都有检验问题，特别是在抛光过程中的光学检验最为重要。从三种不同面形的形成方式不难看出，它们都只能在绕旋转轴的方向上与抛光模作大幅度相对运动。就是说，反转椭球面及苹果芯曲面，其任一弧矢截面内都是一个圆，在主弧矢截面内圆的半径为 ρ，因此在形成这两种面形时，原则上磨具与工件的相对运动只能在弧矢面内。同样道理，轮胎面只能在子午面内沿主曲率半径 R 作大幅度运动。由于工艺上的原因，只在一个方向作研磨或抛光运动是不能得到光滑而理想的面形的，操作时必须在另一个理论上不允许偏移的方向作少量的摆动。实际上能够偏摆的量与 R 和 ρ 的差值及环面镜外形尺寸有关。R 与 ρ 的差值愈大，外形尺寸愈小，则允许的偏摆量愈大，从而容易得到光滑而理想的面形。

粗、细磨用的磨具的选取和制造是环面镜制造工艺中第一个难题。它的制造方法取决于环面镜的形式及参数情况。一般来说，对凹的环面，模具为凸的，在 R 很大，ρ 较小时，对于反转椭球面及苹果芯面形，可用微机控制的一般车床加工出一个纺锤状芯棒（如图 9.6）。但这个方法不一定能用于制造轮胎面的磨具，因为这时要求工件的旋转半径 R 是米的量级，我们前面所举例中 R 将近 7m，不能设想用 14m 立车来加工这样一个磨具。但是，不是用于掠入射前置镜的轮胎面，R 的数值在 300mm 以内，则用 C630 等车床是可以车制的。同理，对于凸的环面，则模具是凹的。

前面已讲过，当 R 和 ρ 差别很大时，这三种面形的差别很

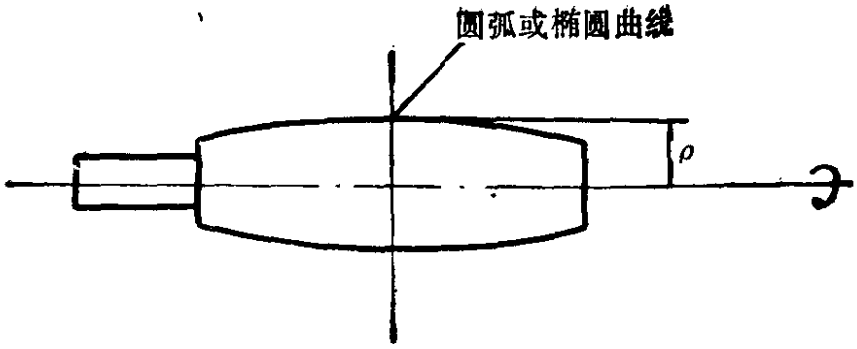


图 9.6

小，故实际上可以用反转椭球面或苹果芯面的模具来代替轮胎面的模具.

微机控制的车床车出的磨具可以铣成两半，一半作粗、细磨用，另一半做成抛光用胶盘. 这样，必要时细磨返工很方便. 环面镜的尺寸一般都不大. 实践证明，专用的、类似柱面机性质的研磨机并不比手工磨优越多少. 因此，这里不介绍我们曾经专门设计并用过的一台研磨机.

环面镜的检验，主要在细磨阶段及抛光阶段进行. 细磨阶段用机械方法检验，主要检验数值很大的子午曲率半径，因为它的误差可能较大. 最简单的方法是在一块机械平板上用千分表测环面镜两端及中间最低处的差值，即测量范围内的矢高，根据矢高就可以算出 R 值.

抛光检验主要应考虑光学零位检验，可以分系统整体检验及零件单独检验两种方法. 系统整体检验是指将环面镜与光栅按仪器光路装好，在成象位置检验. 成象位置与波长 λ 有关，现在用于极紫外区，无论光源或检验观察都有麻烦，故只能考虑用零级，即 $m = 0$，此时与波长无关. 从式(9.2)可知，此时 $\alpha = \beta$，而光栅也可用曲率半径相同的球面镜来代替. 不

过这样检验的结果和任何使用波长的成象位置都有一定偏差，而原设计至少对某一波长是最佳的。这个方法实际上是不管环面镜用哪一种面形，反正在零级光谱象点完好为止。

要进行零件单独检验，必须得到“无象差点”，假如不规定环面镜的具体形状，只给出 R 及 ρ 之值，我们不难解出无象差点的位置及入射角。环面镜的投影面积一般都很小，即光束立体角很小，所以主要是考虑象散。根据象散杨氏公式，在反射面上有

$$\left.\begin{aligned}\frac{1}{t_t'}+\frac{1}{t_t}&=\frac{2}{R}\frac{1}{\cos\varphi}\\ \frac{1}{t_s'}+\frac{1}{t_s}&=\frac{2}{\rho}\cos\varphi\end{aligned}\right\}\tag{9.19}$$

现在物方从点光源出发，本身不存在象散，物距 $t=t_t=t_s$。我们希望象方也没有象散，即 $t_t'=t_s'=t'$。再令 $t=t'$ 并代入式(9.19)，即得

$$t=t'=\sqrt{R\cdot\rho}\tag{9.20}$$

$$\cos\varphi=\sqrt{\frac{\rho}{R}}\tag{9.21}$$

这个检验方案的光路如图 9.7 所示。从式(9.20)及(9.21)还可得

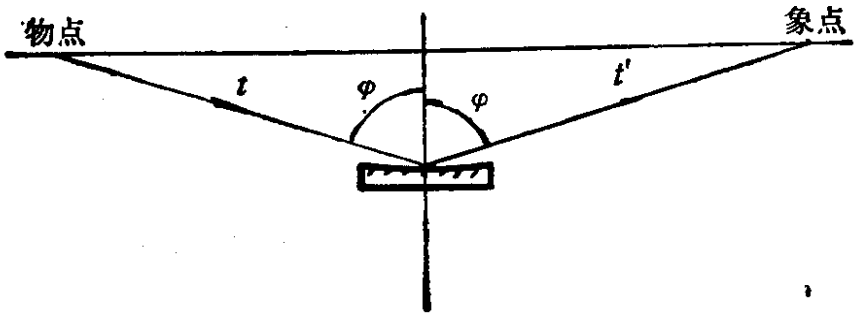


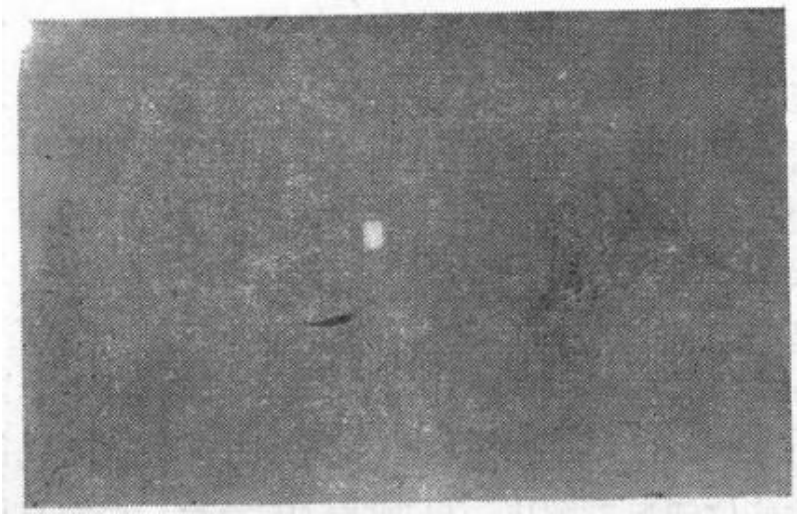
图 9.7

$$t \cdot \cos\varphi = \rho$$

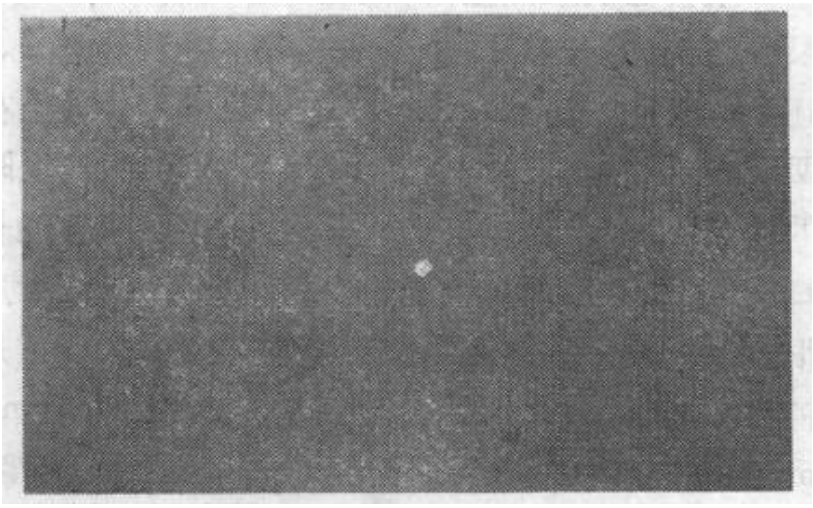
即环面镜顶点到物点与象点连线的距离，等于弧矢半径 ρ。从以上所述不难看出，这样检验得到的环面镜实际上是旋转椭球体短轴极区的一部分，即前面所讨论的第一种面形——反转椭球体。旋转轴是物点与象点的连线。

还是以 $R = 6929.5\text{mm}, \rho = 27.71\text{mm}$ 为例，由式(9.20)及(9.21)得到 $t = t' = 438.197\text{mm}$，$\varphi = 86.3744°$。零位检验在非自准光路下还是用刀口检验比较方便。光束孔径角太小可以加低倍望远镜解决。根据我们的经验，点光源稍稍偏离子午平面就会造成象点扭曲，检验时必须很仔细地调整好。加工时最先遇到的问题是两个方向的曲率半径都不准，判断其偏大还是偏小的方法可以将刀口在计算好的位置上在相互垂直的两个方向切光束。刀口在子午面内切光束可反映弧矢半径 ρ 的偏长或偏短，刀口在弧矢面内切，则反映 R 的长短。完好的镜面，在象点用刀口检验时，不管从何方向切光束，都应该有很好的阴影图。这时用显微镜检验象点也应该是好的象点，并有矩形孔衍射花样。图 9.8 为 $R = 6929.5\text{mm}, \rho = 27.71\text{mm}$ 的环面镜在无象差点检验时的点象经显微镜放大后的照片(a)及星点本身用同一个显微镜放大的照片(b)。点象上的黑条纹是显微镜目镜分划板上的刻线。象点弥散的原因除了加工缺陷外，衍射变宽是重要因素，因为光束的孔径角很小，在子午面内为 $\frac{1}{107}$，弧矢面内为 $\frac{1}{81.6}$，用矩形孔衍射公式不难算出衍射斑弧矢方向的宽度应为 23μm，子午方向的宽度为 30μm，因此象点有点变长。

环面镜的验收性检验应在工作位置进行，对于上述例子，物距为 794mm，象距为 235mm，入射角为 87°，且应加光阑。



(a)



(b)

图 9.8

在子午象面上观察焦线弥散宽度（见图 9.9）. 可用带目镜分划板的读数显微镜来测量. 读出的子午焦线弥散宽度 b 包括加工误差 b_T，星点象几何尺寸 b_I，几何光学象差 b_G 及衍射变宽 b_D. 因此加工误差应为

$$b_T = b - (b_I + b_G + b_D)$$

在我们的实例中，测得 $b = 0.058$mm，设计给出几何光学象

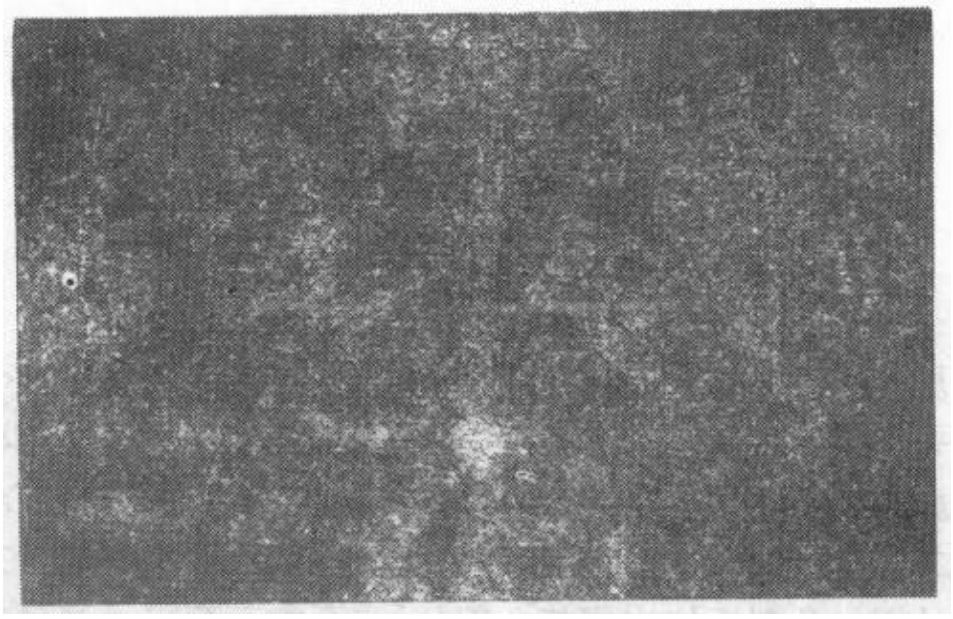


图 9.9　子午焦线

差 $b_G = 0.005\text{mm}$，星点象几何尺寸 $b_I = 0.012\text{mm}$，算得衍射宽度 $b_D = 0.017\text{mm}$．故加工误差：

$$b_T = 0.058 - (0.005 + 0.012 + 0.017) = 0.024\text{mm}$$

第十章　偏轴两镜准直系统的设计、加工及检验

用于从可见光到红外（0.4—14μm）波段的准直光学系统，采用纯反射系统是最可行而经济的方案。但是，一般的同轴反射系统有两个严重的缺点：一是有不可避免的中心遮拦；二是象质优良的视场较小。为了解决中心遮拦，常用的办法是从同轴反射系统中取其一部分，避开中心遮拦，我们称之为离轴系统，以区别于本章所要讨论的偏轴系统。可供选择的离轴系统有单个抛物面、R-C 系统、球面同心系统、三镜系统、反射式施密特系统等。这些系统在尺寸大小、制造难度及视场大小等方面各有千秋[1]。

近年来，光学设计者的目光开始转向偏轴系统，即中心视场主光线与镜面的对称轴有一个夹角的光学系统。镜面在偏轴状态往往要引起很大的象差，这时靠副镜或第三镜加以改正，以达到在一定视场内有足够优良的象质。这种偏轴系统，国外报道的有 J. Sasian 的两镜系统[2]以及 A.A.Mastandrea 等的三镜系统[3]。前者视场较小（在1°以内），而后者可达 9° × 12°。我们曾为某研究所设计制造了一个两镜偏轴反射系统作为实验室的准直系统，下面就这种系统的设计、加工及检验作一介绍。

10.1　偏轴两镜系统的设计

设计偏轴两镜系统，首先也是确定其轮廓尺寸。在第二

章设计同轴两镜系统时，选取主镜相对口径必须考虑到副镜遮拦比(α 值)不能太大，也就是不能将主镜的焦距取太长而利用副镜来缩短。在偏轴两镜系统中，副镜已偏出入射光束，没有遮拦问题，因此系统的光焦度应该合理地分配到主镜及副镜上，因为象差是随相对口径的一次或二次方增加，而非球面镜的加工难度则随相对口径的三次方增加。降低主、副镜的相对口径对于设计及加工都是十分重要的，这是设计偏轴系统的一条重要原则。偏轴系统的光路安排见图 10.1。

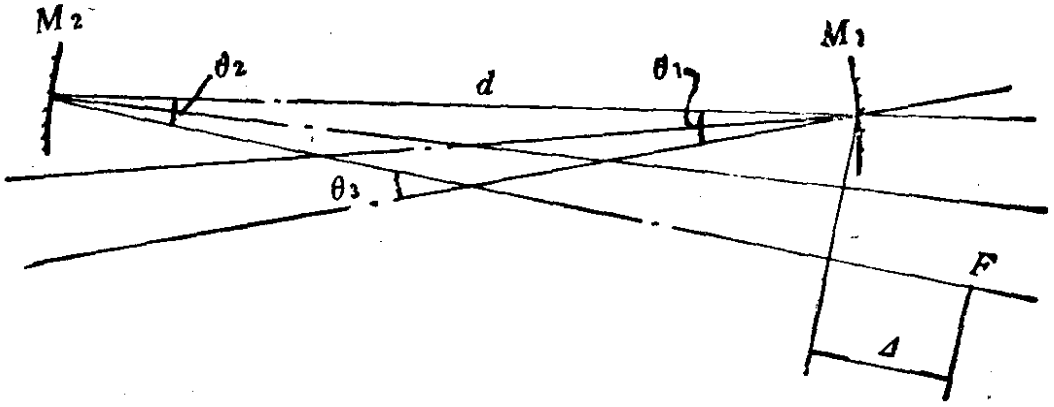


图 10.1

在确定轮廓尺寸时，我们先将偏轴系统作为正轴系统来考虑。如果将主镜及副镜作为相隔 d 的两个正透镜来看待，则必须满足光焦度方程

$$\varphi = \varphi_1 + \varphi_2 - d\varphi_1\varphi_2 \qquad (10.1)$$

其中 φ 为系统的光焦度，φ_1 为主镜的光焦度，φ_2 为副镜的光焦度，d 为两镜间的距离。他们均取正值。

对于实际问题，焦点 F 在主镜之后的引出量 Δ 牵涉到仪器的总体安排，有一定的要求，这是由总体设计者给定的。在给定 Δ 的情况下，用式(10.1)来求解轮廓尺寸并不方便，采用

第二章中解同轴两镜系统的方法比较简单. 式(10.1)告诉我们,主、副镜光焦度之和应略大于系统的光焦度 φ. 根据第二章 2.3 节, 轮廓尺寸的选定应遵照下述步骤(参见图 2.17):

(1) 确定系统的通光口径及相对口径.

(2) 选择主镜的相对口径,也即确定其光焦度 φ_1.

(3) 确定焦点的引出量 Δ.

(4) 算出 β 值,在此 $\beta = -\varphi_1$.

(5) 算出 α 值:

$$\alpha = \frac{-f_1' + \Delta}{f_1'(\beta - 1)}$$

(6) 计算副镜顶点曲率半径 R_2 及两镜间距离 d:

$$R_2 = \frac{\alpha\beta R_1}{\beta + 1}$$

$$d = f_1'(1 - \alpha)$$

至此,偏轴系统当作同轴系统考虑的轮廓尺寸完全确定. 显然,镜面象差是随 θ 角增加而急剧增加的,因而要尽可能地使其小一些,只要在使用视场范围内,入射平行光束不被副镜所遮挡, 而从副镜反射的光束不被主镜遮挡. 通过简单的几何关系求出主镜及副镜的偏角 θ_1 及 θ_2 应满足的关系式为

$$\begin{aligned} \theta_1 &\geqslant \arcsin\frac{D_1(1+\alpha)}{2d} + \omega \\ \theta_2 &\geqslant \arcsin\left(\frac{D_1}{2d}\right) + \arctan\left(\frac{D_1\Delta}{2Fd}\right) + \omega \end{aligned} \tag{10.2}$$

其中 F 为系统的焦距, ω 为半视场, D_1 为主镜口径.

实际上还要考虑到镜框尺寸,偏角要适当增大.

下一步是考虑初级象差的平衡. 很明显, 在偏轴的情况下,中心视场首先要出现很大象散,因此两镜中必须有一镜是

双曲率的，才能补偿好中心视场的象散。可以令主镜为双曲率镜，也可以令副镜为双曲率镜。在 $R_1, R_2, \theta_1, \theta_2, d$ 等参数均已确定后，利用象散杨氏公式，令一个镜子变为双曲率，子午方向曲率半径为 R，弧矢方向为 ρ，不难使中心视场的细平行光束在焦点 F 处消象散。

若令主镜为双曲率镜，并保持子午方向曲率半径为 R_1，则可推导出弧矢曲率半径为

$$\rho_1 = \frac{R_2 \cos\frac{\theta_1}{2} \cos\frac{\theta_2}{2}\left(R_2\cos\frac{\theta_1}{2} - 2d\right)}{\left(\cos^2\frac{\theta_2}{2} - 1\right)\left(R_1\cos\frac{\theta_1}{2} - 2d\right) + R_2\cos\frac{\theta_2}{2} + 2d\cos\frac{\theta_1}{2}} \tag{10.3}$$

若令副镜为双曲率镜，并保持子午方向曲率半径为 R_2，则可推导出弧矢曲率半径为

$$\rho_2 = \cos\frac{\theta_2}{2} \Bigg/ \left(\frac{\cos\frac{\theta_1}{2}}{R_1 - 2d\cos\frac{\theta_1}{2}} - \frac{1}{R_1\cos\frac{\theta_1}{2} - 2d} + \frac{1}{R_2\cos\frac{\theta_2}{2}}\right) \tag{10.4}$$

在消象散条件下，由子午光束或弧矢光束算出的从副镜到焦点的距离应完全相同。主镜为双曲率面时，其公式为

$$l_2' = \frac{R_2\cos\frac{\theta_2}{2}\left(R_1\cos\frac{\theta_1}{2} - 2d\right)}{2\left(R_1\cos\frac{\theta_1}{2} - 2d - R_2\cos\frac{\theta_2}{2}\right)} \tag{10.5}$$

$$l'_s = \frac{R_2\left(\rho_1 - 2d\cos\frac{\theta_1}{2}\right)}{2\left(\rho_1\cos\frac{\theta_2}{2} - 2d\cos\frac{\theta_1}{2}\cos\frac{\theta_2}{2} - R_2\cos\frac{\theta_1}{2}\right)} \tag{10.6}$$

副镜为双曲率面时为

$$l'_s = \frac{R_2\cos\frac{\theta_2}{2}\left(R_1\cos\frac{\theta_1}{2} - 2d\right)}{2\left(R_1\cos\frac{\theta_1}{2} - 2d - R_2\cos\frac{\theta_2}{2}\right)} \tag{10.7}$$

$$l'_s = \frac{\rho_2\left(R_1 - 2d\cos\frac{\theta_1}{2}\right)}{2\left(R_1\cos\frac{\theta_2}{2} - 2d\cos\frac{\theta_1}{2}\cos\frac{\theta_2}{2} - \rho_2\cos\frac{\theta_1}{2}\right)} \tag{10.8}$$

象散解决之后，我们考虑球差，根据光学设计理论，轴外球差系数在视场角不大时与轴上球差系数一样，所以我们可以用第二章中所论方法，仍按正轴系统对待。令主镜或副镜成为二次曲面，双曲率面当作球面对待，即两镜系统中一个镜面是球面，另一个为二次曲面。上面已求出 α 及 β，故利用第二章中的公式不难得到：

若主镜为二次曲面，有

$$e_1^2 = 1 - \frac{\alpha(1-\beta)^2(1+\beta)}{\beta^3}$$

若副镜为二次曲面，有

$$e_2^2 = \frac{-\beta^3 + \alpha(1-\beta)^2(1+\beta)}{\alpha(1+\beta)^3} \tag{10.9}$$

剩下的问题是彗差，用三级象差理论不难导出单个反射

镜的子午彗差象斑大小表达式为

$$\delta_{g'} = 3y^2\theta\frac{l'}{R}\left(\frac{1}{R}-\frac{1}{l}\right) \tag{10.10}$$

其中 y 为反射镜的半口径，θ 为主光线与光轴夹角，l 为物距，l' 为象距，R 为反射镜曲率半径。

在我们的情况中，中心视场光线与主镜法线的夹角为 $\frac{\theta_1}{2}$，与副镜法线的夹角为 $\frac{\theta_2}{2}$，因此对主镜有

$$\delta_{g_1'} = 3y_1^2\left(\frac{\theta_1}{2}\right)\frac{\left(\frac{R_1}{2}\right)}{R_1}\left(\frac{1}{R_1}-\frac{1}{\infty}\right) = \frac{3}{2}y_1^2\left(\frac{\theta_1}{2}\right)\frac{1}{R_1}$$

对于副镜，有

$$l_2 = \alpha f_1' = \frac{\alpha R_1}{2},\ l_2' = l_2\cdot\beta = \frac{\alpha\beta R_1}{2},\ y_2 = \alpha y_1$$

故

$$\delta_{g_2'} = 3y_2^2\left(\frac{\theta_2}{2}\right)\frac{\alpha\beta R_1}{2R_2}\left(\frac{1}{R_2}-\frac{2}{\alpha R_1}\right)$$

要求中心视场消彗差，因此令

$$\beta\cdot\delta_{g_1'} = \delta_{g_2'}$$

从而得

$$\theta_2 = \frac{R_2^2}{\alpha^2 R_1(\alpha R_1 - 2R_2)}\theta_1 \tag{10.11}$$

结合图 10.1 分析式(10.11)，R_1 为负值，R_2 为正值，α 为正值，故 θ_2 与 θ_1 必须同号才能使中心视场消彗差。这就是为什么图 10.1 中从副镜反射的光束与入射光束交叉的原因。

下面我们以系统焦距为 1，亦即 $\varphi = 1$，对不同的 φ_1 计算出偏轴两镜系统的轮廓尺寸及消象散和球差的参数。焦点

引出量以系统焦距的10%来考虑，即 $\Delta = 0.1$。假定 $\theta_1 = 10°$，还算出消中心视场彗差时的 θ_2 值。注意符号规则，且 $f_1' = -\frac{1}{\varphi_1}$，$R_1 = 2f_1'$。表 10.1 为共同的轮廓尺寸，表 10.2 为主镜或副镜取双曲率面时的其它数据。表 10.1，10.2 提供选取轮廓尺寸的参考。

根据上述理论，解出一个副镜为双曲率面的实际系统，口径 $D_1 = 350\text{mm}$，焦距为 4m。取

$$R_1 = -15809.405,\quad \Delta = 340.5796,\quad \theta_1 = 10°$$

求得

$$\alpha = 0.69245107\quad R_2 = 11304.535\quad d = -2431.083$$

$$\theta_2 = 5.°023860\quad \beta = -0.5051817\quad \rho_2 = 11156.083$$

$$l' = 2771.662\quad e_1^2 = 7.02$$

进行光线追迹，算得中心视场最大子午象斑尺寸为 0.002mm (~0.1″)，但其它视场较大，子午方向 ±0.6° 视场象斑分别为 9.5″及 11.5″. 用 PC-1500 机追光线的程序参见附录七。

为了使边缘视场象质变好，副镜要作加高次项的修正。上例计算时，我们是将双曲率面镜看作旋转椭球面的短轴顶点区域，即所谓反转椭球面，其表达式为

$$x^2 - 2\rho x + \frac{\rho}{R}y^2 + z^2 = 0 \qquad (10.12)$$

x 为光轴方向，y，z 在镜子的子午及弧矢面内。我们可以在这个方程式上加 y，z 的高次项。因 y 在子午面内，故可以含 y 的奇次方，即可加 $y^3, yz^2, y^4, z^4, y^2z^2, \cdots$ 等项。这些项的系数是改善偏轴两镜系统设计的关键所在。但简单地保持解出的其它参数不变，则加高次项后中心视场象斑立即变大。为了得到较大的优良视场，在加高次项的同时，必须改变 e_1^2 及 θ_2.

表 10.1

φ_1	f_1'	R_1	β	α	d	R_2	θ_2
0.5	−2	−4	−0.5	0.7	−0.6	2.8	4°.761904
0.55	−1.8181818	−3.6363636	−0.55	0.6806452	−0.5806452	3.0250896	6°.371775
0.6	−1.6666667	−3.3333333	−0.6	0.6625	−0.5625	3.3125	8°.490566
0.65	−1.5384615	−3.0769231	−0.65	0.6454545	−0.5454545	3.6883117	11°.334675
0.7	−1.4285714	−2.8571429	−0.7	0.6294118	−0.5294118	4.1960784	15°.264797
0.75	−1.3333333	−2.6666667	−0.75	0.6142857	−0.5142857	4.9142857	20°.930233
0.8	−1.25	−2.5	−0.8	0.6	−0.5	6	29°.629630

表 10.2

φ_1	副镜为双曲率面 R_2,ρ_2		主镜为双曲率面 R_1,ρ_1		l_2'
	ρ_2	e_1^2	ρ_1	e_2^2	
0.5	2.7650732	7.3	−3.9648577	10.428571	0.6977915
0.55	2.9750731	5.422915	−3.6025859	14.546636	0.6780761
0.6	3.2385881	4.140741	−3.3000751	21.094340	0.6594883
0.65	3.5743068	3.2395539	−3.0432867	32.148113	0.6418767
0.7	4.0097157	2.5909621	−2.8220411	52.294566	0.6250741
0.75	4.5842769	2.1148148	−2.6285842	92.953488	0.6088645
0.8	5.3450354	1.759375	−2.4564771	187.666667	0.5928952

将上述实例调整到

$$R_1 = -15809.405, R_2 = 11304.535$$

$$\rho_2 = 11049.655,(\text{高次双曲率面}),\ \theta_1 = 10^\circ\ \theta_2 = 12^\circ.31$$

$$e_1^2 = 18.8, d = -2431.083,\ l_2' = 2765.1050$$

副镜的面形方程为

$$x^2 - 22099.31x + 0.9774533y^2 + z^2 - 1.705 \times 10^{-5}y^3 - 1.765 \times 10^{-5}yz^2 + 3.6 \times 10^{-8}y^4 + 3.522 \times 10^{-8}z^4 + 7.125 \times 10^{-8}y^2z^2 = 0$$

并将象面倾斜 1.18°，则可得到±0.6°视场范围内最大象斑不超过 1.9″的结果(参见表 10.3)．必须注意，在改变 θ_2 时，ρ_2，l_2' 也要随之改变，可根据消象散条件式(10.3)至(10.8)算出．加高次项是在 AST386 机上进行的．

表 10.3

视场 \ 方向	子午	弧矢
−0.6°	1.84″	1.77″
−0.42°	0.90″	0.86″
−0.3°	0.46″	0.44″
−0.18°	0.17″	0.16″
0°	0.028″	0.028″
+0.8°	0.15″	0.16″
+0.3°	0.43″	0.44″
+0.42°	0.86″	0.86″
+0.6°	1.76″	1.77″

如果主镜为双曲率面，则解得

$$\rho_1 = -15669.269,\ e_1^2 = 10.79$$

其它参数不变．光线追迹得到最大子午象斑尺寸为0.003mm(～0.15″)，子午方向±0.6°视场象斑分别为 9.2″及 10.2″．因

此，想要改善边缘视场象质，也要在主镜上加高次项．不加高次项时用 PC-1500 追光线的程序见附录八． 在 AST 386 机上调整到

$$R_1 = -15809.405, \rho_1 = -15378.657\ (\text{高次双曲率面})$$

$$e_2^2 = -12.0,\ R_2 = 11304.535$$

$$\theta_1 = 10°,\ \theta_2 = 20°$$

$$d = -2431.083,\ l_2' = 2752.142$$

主镜的面形方程为

$$x^2 + 30757.315x + 0.97275371y^2 + z^2 - 1.656 \times 10^{-5}y^3 - 1.575 \times 10^{-5}yz^2 - 1.565 \times 10^{-8}y^4 - 1.39 \times 10^{-8}z^4 - 2.955 \times 10^{-8}y^2z^2 = 0$$

并将象面倾斜 4.4°，则可得到±0.6°视场范围内最大象斑不超过 1.5″的结果．

10.2 双曲率面镜的加工及检验

偏轴两镜系统中，一个镜面是正轴二次曲面，其加工和检验方法在第二章中已详述．有高次项的双曲率面镜的加工具有更困难的光学工艺问题．首先也要找出一个起始面形，先考察以最佳拟合球面 （BFS）为起始面的情况，不难求出此球面的曲率半径为 $R = 11041.192$mm，进一步算出高次双曲率副镜与此起始球面的偏差，列于表 10.4．表中各点在镜面上的极坐标位置参见图 10.2．由表 10.4 可以看出，若从该球面出发去磨制所要的高次双曲率面，其最大偏差量达 25μm，从而不能靠抛光改掉，要用细砂改．这是非球面工艺使人感到头痛的事．

如果从加高次项以前的反转椭球面出发，我们算出其与

表 10.4

单位：mm

孔径 / 方位	H	$0.827H$	$0.75H$	$0.5H$	$0.25H$
0°	0.0000	0.0002	0.0002	0.0001	0.0000
30°	0.0068	0.0047	0.0038	0.0017	0.0004
60°	0.0188	0.0128	0.0105	0.0046	0.0011
90°	0.0247	0.0167	0.0137	0.0060	0.0015
120°	0.0188	0.0128	0.0105	0.0046	0.0011
150°	0.0068	0.0047	0.0038	0.0017	0.0004
180°	0.0000	0.0002	0.0002	0.0001	0.0000
210°	0.0043	0.0032	0.0028	0.0014	0.0004
240°	0.0145	0.0103	0.0086	0.0040	0.0011
270°	0.0197	0.0139	0.0116	0.0054	0.0014
300°	0.0145	0.0103	0.0086	0.0040	0.0011
330°	0.0043	0.0032	0.0028	0.0014	0.0004

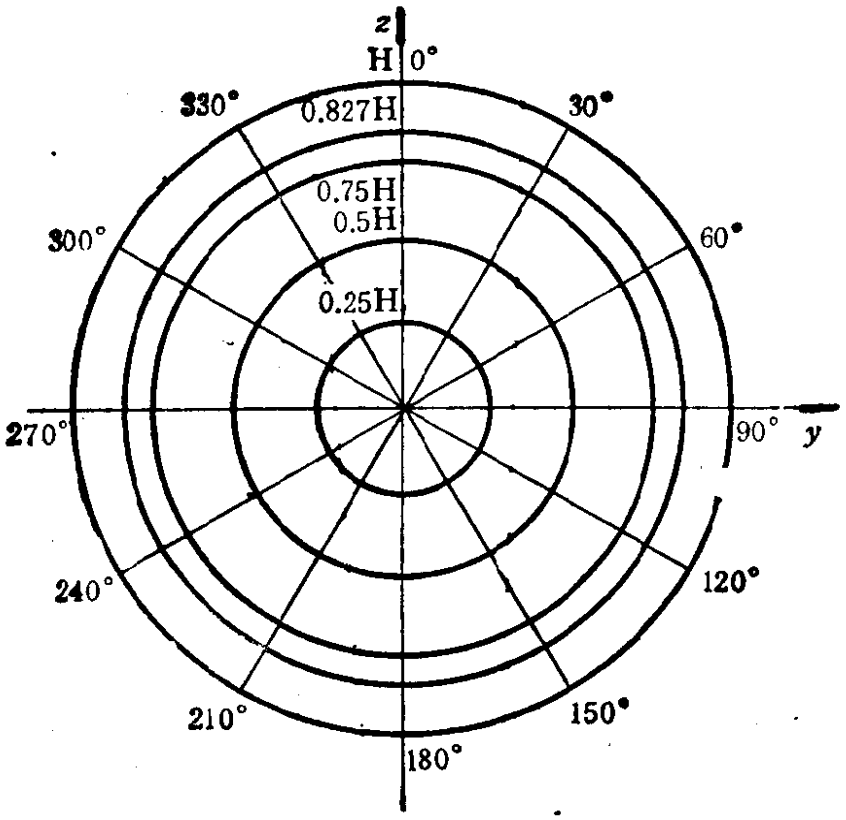


图 10.2

加高次项之后的面形偏差，列于表 10.5，其中负值表示前者低于后者．由表 10.5 看到，最大偏差是最大正值与最小负值之差，即 0.0017 + 0.0032 = 0.0049mm．其余各处也都要增加 0.0032mm 修磨量．因此，对加工者有参考价值的是表 10.6 的数据，即普遍增加 0.0032mm 后的数．由表 10.6 可看到，从 $R = 11304.535$，$\rho = 11049.655$ 的反转椭球面出发，整个镜面上绝大部分区域都要修磨．进一步，我们改变一下反转椭球面的参数，找出一个最佳拟合反转椭球面（BFIE），取 $R = 11266.508$，$\rho = 11041.192$，算出与高次曲面之差，列于表 10.7．表中有负值的区域很少，并且只有在 180—360°的边缘区有最大约 0.7μm 的塌边．对这种情况，我们可以在加工时

表 10.5

单位：mm

孔径 / 方位	H	$0.827H$	$0.75H$	$0.5H$	$0.25H$
0°	−0.0008	−0.0004	−0.0002	−0.0000	−0.0000
30°	0.0005	0.0004	0.0003	0.0001	0.0000
60°	0.0014	0.0009	0.0007	0.0002	0.0000
90°	0.0017	0.0010	0.0008	0.0003	0.0000
120°	0.0014	0.0009	0.0007	0.0002	0.0000
150°	0.0005	0.0004	0.0003	0.0001	0.0000
180°	−0.0008	−0.0004	−0.0002	−0.0000	−0.0000
210°	−0.0020	−0.0011	−0.0008	−0.0002	−0.0000
240°	−0.0029	−0.0016	−0.0012	−0.0003	−0.0000
270°	−0.0032	−0.0018	−0.0013	−0.0004	−0.0000
300°	−0.0029	−0.0016	−0.0012	−0.0003	−0.0000
330°	−0.0020	−0.0011	−0.0008	−0.0002	−0.0000

表 10.6

单位：mm

孔径 / 方位	H	$0.827H$	$0.75H$	$0.5H$	$0.25H$
0°	0.0024	0.0028	0.0030	0.0032	0.0032
30°	0.0037	0.0036	0.0035	0.0033	0.0032
60°	0.0046	0.0041	0.0039	0.0034	0.0032
90°	0.0049	0.0042	0.0040	0.0035	0.0032
120°	0.0046	0.0041	0.0039	0.0034	0.0032
150°	0.0037	0.0036	0.0035	0.0033	0.0032
180°	0.0024	0.0028	0.0030	0.0032	0.0032
210°	0.0012	0.0021	0.0024	0.0030	0.0032
240°	0.0003	0.0016	0.0020	0.0029	0.0032
270°	0	0.0014	0.0019	0.0028	0.0032
300°	0.0003	0.0016	0.0020	0.0029	0.0032
330°	0.0012	0.0021	0.0024	0.0030	0.0032

表 10.7

单位：mm

孔径 / 方位	H	$0.827H$	$0.75H$	$0.5H$	$0.25H$
0°	0.0000	0.0002	0.0002	0.0001	0.0000
30°	0.0019	0.0013	0.0011	0.0005	0.0001
60°	0.0040	0.0027	0.0021	0.0009	0.0002
90°	0.0050	0.0033	0.0026	0.0011	0.0002
120°	0.0040	0.0027	0.0021	0.0009	0.0002
150°	0.0019	0.0013	0.0011	0.0005	0.0001
180°	0.0000	0.0002	0.0002	0.0001	0.0000
210°	−0.0007	−0.0013	−0.0000	0.0001	0.0000
240°	−0.0003	0.0002	0.0003	0.0003	0.0001
270°	0.0000	0.0005	0.0005	0.0005	0.0002
300°	−0.0003	0.0002	0.0003	0.0003	0.0001
330°	−0.0007	−0.0001	−0.0000	0.0001	0.0000

预留一点翘边来对待，不必将整个面磨掉一层，工作量可大大减轻。比较表 10.6 与表 10.7 可以看出，寻找出最佳拟合椭球面是十分重要的。

反转椭球面的加工检验在第九章中已涉及，虽然第九章中反转椭球面的 R 与 ρ 数值上相差很大，而现在相差很小，但原则还是一样的，即细磨时需要做一个可变形的铁工具，产生细磨成形的反转椭球面，然后在椭球面的两个几何焦点进行抛光修改并检验。其检验方案的计算公式在第九章中已给出。要注意的是在负值区要预留翘边。

BFIE 加工得差不多了就应进入高次项修磨。检验只能在主镜已磨好，并与副镜构成系统光路下进行。如没有平行光管可利用，则用平面镜自准检验。副镜的口径是包括视场光束的增加部分，故在中心视场作检验时，要注意只修磨中心视场对应的区域，其外的区域只能保持不动，最好还使其"翘"

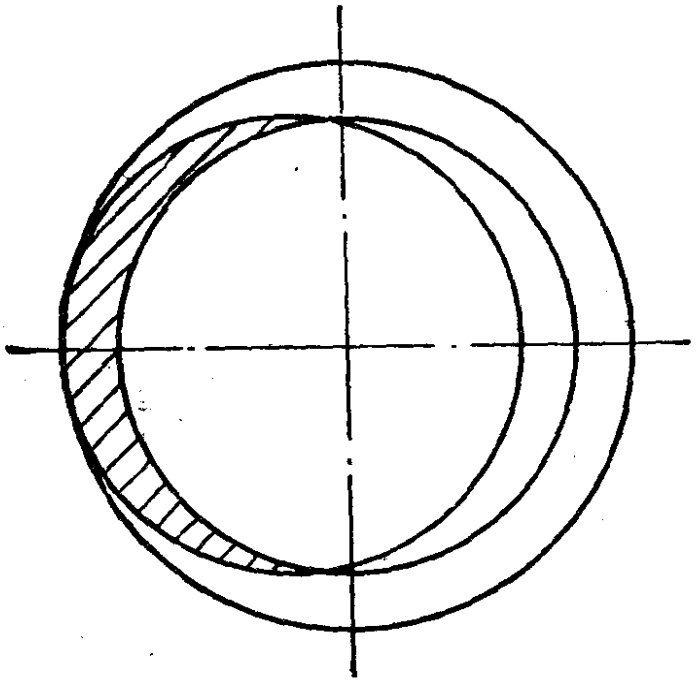


图 10.3

起一些。

当中心视场修磨到满意后，应将光束移到某一边缘视场，如用平面镜自准加刀口检验，就是将刀口仪移到视场最边上，再调整一下平面镜使反回的象点落在刀口上。这时一定要注意只修磨中心视场所对应的区域以外的一个月牙形（参见图10.3）。只要在边缘视场的上、下、左、右四个位置都检查到并修磨好，整个镜面就符合方程式的要求了。

以上是对副镜为双曲率面的情况而言。若主镜是双曲率面，则比较简单，因为一般入瞳都设在主镜上，轴上、轴外光束通过同一区域，刀口仪只要放在中心视场进行检验就行了。

参 考 文 献

[1] 潘君骅，光仪技术，4，1(1989)。

[2] J. M. Sasian, Sky and Telescope, 8, 198 (1988).

[3] A. A. Mastandrea, et al, Reflective Optics II, Proceedings of SPIE, 1133, 110 (1989).

附录一　一个实用的广角光源结构

R(mm)	d(mm)	材料	外径(mm)
+7.75	3	K9	ϕ8.8
−11.02	1	F5	ϕ8.8
+20.32	0.5	空气	
+24.992	2.5	K9	ϕ7.4
−6.482	1.0	F5	ϕ7.4
−14.124	3.446	空气	
+2.412	0.75	BaK2	ϕ4
+3.17	0.1	空气	
+1.2	2	BaK2	ϕ2.4
∞			

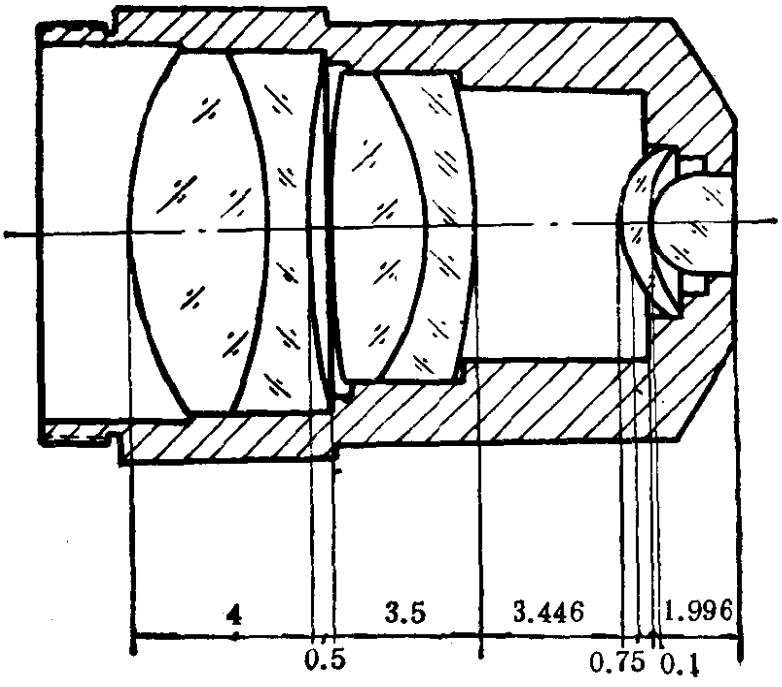


图 1-1

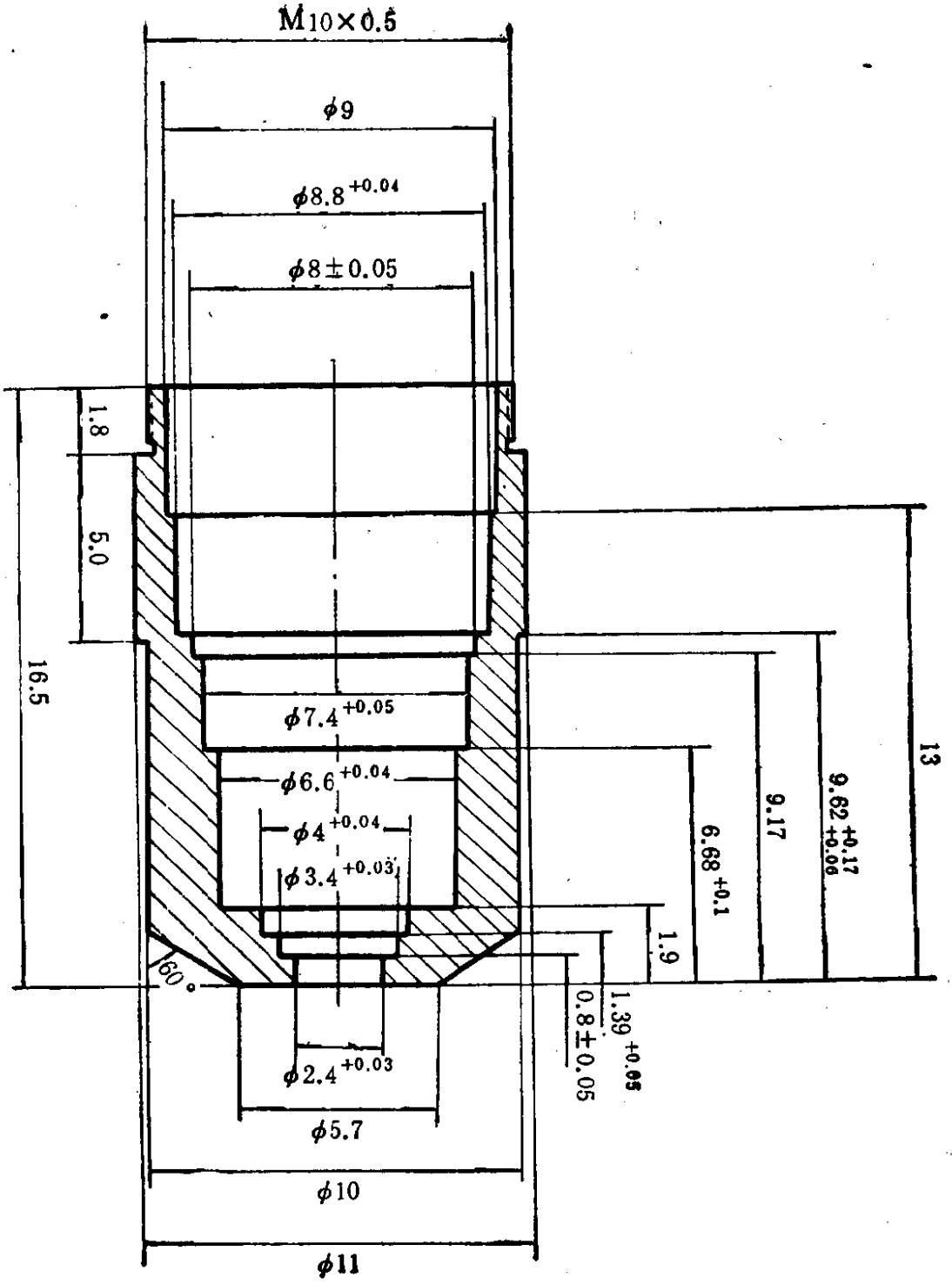

M10×0.5
φ9
φ8.8 +0.04
φ8±0.05
1.8
5.0
16.5
φ7.4 +0.05
φ6.6 +0.04
φ4 +0.04
φ3.4 +0.03
160°
φ2.4 +0.03
φ5.7
φ10
φ11
1.9
6.68 +0.1
9.17
9.62 +0.17 +0.06
13
0.8±0.05
1.39 +0.05

图 1-2

附录二　轴向球差转换为波差公式

(1) 初级球差的情况:

设初级球差表达式为

$$\Delta s'_y = a\left(\frac{y}{H}\right)^2$$

假定调焦量为 δ,则

球差

$$\Delta s'_y = -\delta + a\left(\frac{y}{H}\right)^2$$

角象差

$$\eta_y = y \cdot \frac{-\delta + a\left(\frac{y}{H}\right)^2}{s'^2} = \frac{H}{s'^2}\left[-\delta\left(\frac{y}{H}\right) + a\left(\frac{y}{H}\right)^3\right]$$

波象差

$$W_y = -\int_0^y \eta_y dy = -\int_0^y \frac{H}{s'^2}\left[-\delta\left(\frac{y}{H}\right) + a\left(\frac{y}{H}\right)^3\right]dy$$

$$= -\frac{H^2}{s'^2}\left[-\frac{\delta}{2}\left(\frac{y}{H}\right)^2 + \frac{a}{4}\left(\frac{y}{H}\right)^4\right] \qquad (1)$$

要求$\left(\frac{y}{H}\right) = 1$ 时，$W_y = 0$,故

$$-\frac{\delta}{2} + \frac{a}{4} = 0$$

代入(1),得

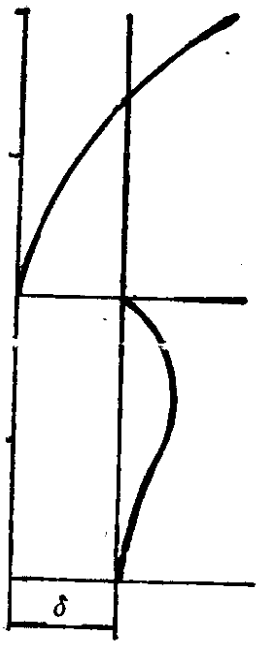


图 2-1

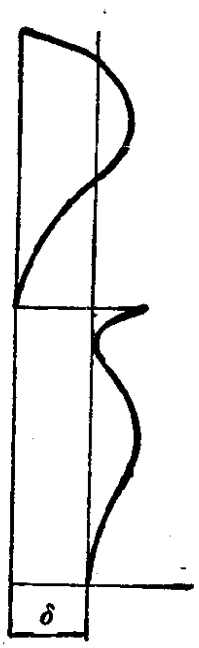


图 2-2

$$W_y = -\frac{H^2}{s'^2}\left[-\frac{a}{4}\left(\frac{y}{H}\right)^2+\frac{a}{4}\left(\frac{y}{H}\right)^4\right]$$

$$= \frac{aH^2}{4s'^2}\left[\left(\frac{y}{H}\right)^2-\left(\frac{y}{H}\right)^4\right] \qquad (2)$$

求极大值，$\frac{y}{H}=\frac{\sqrt{2}}{2}$ 时，有

$$W_{\max} = \frac{aH^2}{16s'^2} = 0.0156A^2\Delta s'_H$$

其中 A^2 为成象光束之相对口径，$\Delta s'_H$ 为轴向初级球差.

(2) 边缘带球差为零，到四次项为止.

设球差表达式为

$$\Delta s'_y = a\left[\left(\frac{y}{H}\right)^2-\left(\frac{y}{H}\right)^4\right]$$

假定调焦量为 δ，则

球差

$$\Delta s'_y = -\delta + a\left[\left(\frac{y}{H}\right)^2 - \left(\frac{y}{H}\right)^4\right]$$

角象差

$$\eta_y = \frac{\Delta s'_y \cdot y}{s'^2} = \frac{H}{s'^2}\left[-\delta\left(\frac{y}{H}\right) + a\left(\frac{y}{H}\right)^3 - a\left(\frac{y}{H}\right)^5\right]$$

波象差

$$W_y = -\int_0^y \eta_y dy$$

$$= -\frac{H^2}{s'^2}\left[-\frac{\delta}{2}\left(\frac{y}{H}\right)^2 + \frac{a}{4}\left(\frac{y}{H}\right)^4 - \frac{a}{6}\left(\frac{y}{H}\right)^6\right] \qquad (1)$$

求极值，得极值对应的带高为

$$\left(\frac{y}{H}\right)^2 = \frac{1 \pm \sqrt{1 - 4\frac{\delta}{a}}}{2} \qquad (2)$$

设在边缘带及其它某一带的波象差相等，则应满足条件

$$-\frac{\delta}{2} + \frac{a}{4} - \frac{a}{6} = -\frac{\delta}{2}\left(\frac{y}{H}\right)^2 + \frac{a}{4}\left(\frac{y}{H}\right)^4 - \frac{a}{6}\left(\frac{y}{H}\right)^6 \qquad (3)$$

解式(2)及(3)，得

$$\delta = \frac{3}{16}a = \frac{3}{4}\delta s'_{0.707}$$

代入式(2)，得

$$\frac{y}{H} = 0.865 \quad (\text{极小})$$

$$\frac{y}{H} = 0.5 \quad (\text{极大})$$

以 $\delta = \frac{3}{16}a$ 代入式(1),得

$$W_0 = 0$$

$$W_{0.5} = 0.01042\frac{H^2}{s'^2}$$

$$W_{0.865} = 0$$

$$W_1 = 0.01042\frac{H^2}{s'^2}$$

故调焦后的最大波象差为

$$W_{\max} = 0.01042\frac{H^2}{s'^2}a = 0.01042A^2\Delta s'_{0.707}$$

其中 A^2 为成象光束之相对口径，$\Delta s'_{0.707}$ 为 0.707 带的球差。

附录三　最小色差施密特系统校正板设计程序

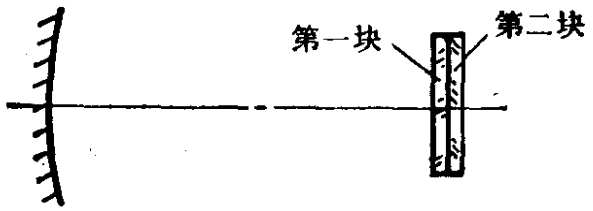


图　3-1

曲面方程式为

$$x = ay^2 + by^4 + cy^6 + dy^8$$

程序符号说明如下：

Types of glass	依次输入两种玻璃牌号，若为单片则输入一种玻璃牌号
N	第一块玻璃的中间折射率
APERTURE	相对口径数，即 F/D
Q	$Q = \frac{\Delta N_1}{\Delta N_1 - \Delta N_2}$ ΔN_1 为第一块玻璃的短波折射率与长波折射率之差 ΔN_2 为第二块玻璃的短波折射率与长波折射率之差
P = Q*(N1 − N2)	$N_1 - N_2$ 第一块玻璃的中间折射率与第二块玻璃的中间折射率之差
H	半口径

续表

D	通光口径
F	焦距
a1,b1,c1,d1	第一面的规一化系数
A1,B1,C1,D1	第一面的实际系数
a2,b2,c2,d2	第二面的规一化系数
A2,B2,C2,D2	第二面的实际系数

注意：若校正板为单片，则只输入一种玻璃牌号，而Q，P输零。

```
400:CSIZE 1:LPRINT "MINIMUM CHROMATIC ABERRATION SCHMIDT SYSTEM DESIGN"
405:INPUT "Tgpes of glass ";N$
410:INPUT "N=",N,"APERTURE=",AP,"Q=",Q,"P=Q*(N1-N2)=",P,"H=",H
411:REM "N IS THE REFRACTION INDEX OF FIRST PLATE FOR ELLIMINATING SPH. ABERR."
415:R=4*AP:F=R-0.867/(SIN (2*(ASN (0.867/R))))
420:U1=ATN (0.5/(F-(R-SQR(R*R-0.25))))
425:U1=(2*ASN (0.5/R)-U1)
430:Y1=0.5-SQR(R*R-0.25)*TAN U1
435:U2=ATN (1/(F-(R-SQR(R*R-1))))
440:U2=2*ASN (1/R)-U2
445:Y2=1-SQR(R*R-1)*TAN U2
450:A=(R-2*F)/(2*(N-1-P)*R*(R-F))
455:K1=-SIN U1/((N-COS U1-P)*2*Y1)-A:K2=-A:K3=-SIN U2/((N-COS U2-P)*2*Y2)-A
```

```
460:A1=2*Y1*Y1:A2=
    3*Y1^4:A3=4*Y1
    ^6
465:B1=2*.867*.867
    :B2=3*.867^4:B
    3=4*.867^6
470:C1=2*Y2*Y2:C2=
    3*Y2^4:C3=4*Y2
    ^6
475:M=A1*B2*C3+A2*
    B3*C1+A3*B1*C2
    -A3*B2*C1-A2*B
    1*C3-A1*B3*C2
480:B=(K1*B2*C3+A2
    *B3*K3+A3*K2*C
    2-A3*B2*K3-A2*
    K2*C3-K1*B3*C2
    )/M
485:C=(A1*K2*C3+K1
    *B3*C1+A3*B1*K
    3-A3*K2*C1-K1*
    B1*C3-A1*K3*B3
    )/M
490:D=(A1*B2*K3+A2
    *K2*C1+K1*B1*C
    2-K1*B2*C1-K2*
    C2*A1-K3*A2*B1
    )/M
492:LPRINT "SCHMID
    T SYSTEM DATA"
    :LPRINT N$;
    LPRINT "F/";AP
494:LPRINT "D=";2*
    H;"     ";"F=";
    H*F
495:LPRINT "a1=";A
    :LPRINT "b1=";
    B:LPRINT "c1="
    ;C:LPRINT "d1=
    ";D
500:LPRINT "A1=";A
    /H:LPRINT "B1=
    ";B/H^3:LPRINT
    "C1=";C/H^5:
    LPRINT "D1=";D
    /H^7
504:IF Q=0THEN
    GOTO 517
510:LPRINT "a2=";Q
    *A:LPRINT "b2=
    ";Q*B:LPRINT "
    c2=";Q*C:
    LPRINT "d2=";Q
    *D
515:LPRINT "A2=";Q
    *A/H:LPRINT "B
    2=";Q*B/H^3:
    LPRINT "C2=";Q
    *C/H^5
516:LPRINT "D2=";Q
    *D/H^7
517:BEEP 6:LF 8
520:END
```

附录四　施密特系统轴上光线计算程序

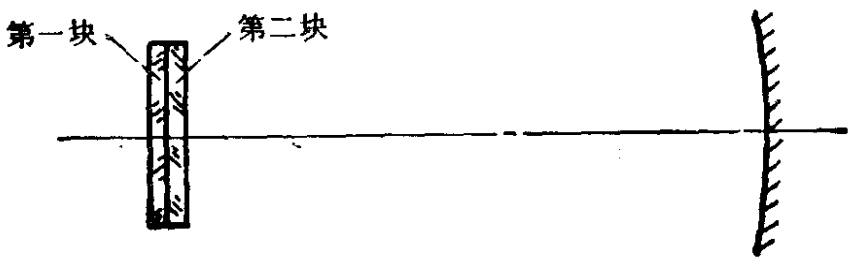


图　4-1

程序符号说明如下：

N1	按光线进行方向，第一块玻璃的折射率
N2	按光线进行方向，第二块玻璃的折射率
H	半口径
F	附录三程序求得之F值，用负值
R	4*H*AP，用负值，AP为附录三程序所用之值
T	第二块玻璃厚度
A1，B1，C1，D1	附录三程序求得之A2，B2，C2，D2，符号反之
A2，B2，C2，D2	附录三程序求得之A1，B1，C1，D1，符号反之
Y	带高
LL	后截距
LA	球差

注意：若为单片校正板，则 N2 = 1，T = 0，A2，B2，C2，D2 输零。

```
600:PRINT "FOLLOW
    PROG.400-520"
610:PRINT "SCHMIDT
     SYSTEM RAY TR
    ACING"
620:INPUT "N1=",N1
    ,"N2=",N2
630:INPUT "H=",H,"
    F=",F,"R=",R,"
    T=",T
640:INPUT "A1=",A1
    ,"B1=",B1,"C1=
    ",C1,"D1=",D1,
    "A2=",A2,"B2="
    ,B2,"C2=",C2,"
    D2=",D2
642:CSIZE 1;LPRINT
    "SCHMIDT SYSTE
    M RAY TRACING"
644:LPRINT "  ";"Y
    ";" ,          "
    ;"LL";"
         ";"LA"
650:FOR J=2TO 10
    STEP 2:Y=J*H/1
    0:YY=Y
660:X=A1*Y*Y+B1*Y^
    4+C1*Y^6+D1*Y^
    8
670:X1=2*A1*Y+4*B1
    *Y^3+6*C1*Y^5+
    8*D1*Y^7
680:RY=Y/X1+X:NY=Y
    /X1*SQR(1+X1*X1)
690:BT=ASN (N1*Y/N
    2/NY):AF=ASN (
    Y/NY):U=AF-BT
700:S=Y/TAN U+X
701:IF N2=1THEN
    GOTO 780
710:Y=Y-T*TAN U:S=
    S-T
720:X=A2*Y*Y+B2*Y^
    4+C2*Y^6+D2*Y^
    8
730:X1=2*A2*Y+4*B2
    *Y^3+6*C2*Y^5+
    8*D2*Y^7
740:RY=Y/X1+X:NY=Y
    /X1*SQR(1+X1*X1)
750:AF=ASN ((RY-S)
    *SIN U/NY):BT=
    ASN (N2*SIN AF
    )
760:U=U-AF+BT:Z=NY
    *SIN BT/SIN U
770:S=RY-Z
780:S=S+R:I=ASN ((
    S-R)*SIN U/R)
790:U=2*I+U:SP=R-
    SIN I*R/SIN U
800:LA=F-SP
810:LPRINT USING "
    ####";YY;"
     ";USING "####
    #.###";SP;"
         ";USING "
    ###.#####";LA
820:NEXT J
825:BEEP 6:LF 8
830:END
```

附录五　三镜系统设计程序

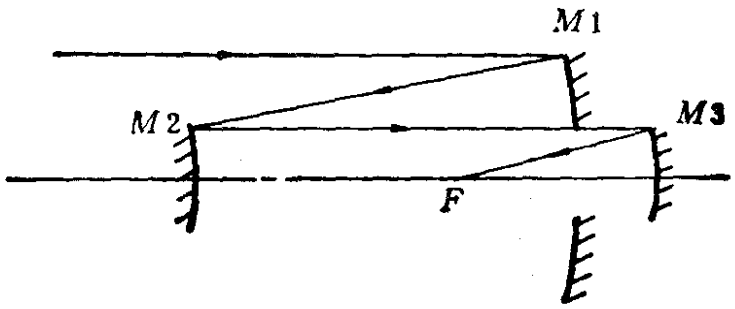


图　5-1

程序符号说明如下：

APERTURE	相对口径，即 F/D
A1，B1，A2，B2	α_1，β_1，α_2，β_2，意义见正文
EE1	e_1^2，主镜的二次曲面参数
F	系统的焦距，$\alpha_1 \cdot \alpha_2>0$ 时为负值，$\alpha_1 \cdot \alpha_2<0$ 时为正值
W(min)	半视场角，以分为单位
D0	主镜的通光口径
EE2，EE3	e_2^2，e_3^2，副镜及第三镜的二次曲面参数
R1，R2，3R	主镜，副镜及第三镜的曲率半径
D1，D2	主镜到副镜的距离及副镜到第三镜的距离
L3	第三镜到焦点的距离
Y(field)	半视场W要求的第三镜半口径
Y(section)	第三镜与主镜相交截圆的半口径

注意：

（1）在 $\beta_1 \cdot \beta_2 = 1$ 的情况下，若 e_1^2 有预定值，则需改变 α_2 之值以达到。1224 句打印出解出的不符合预定值的 e_1^2 值

及对应的 α_2值，接着要求输入新的 α_2值并再一次要求输入 e_1^2 值，直到解出之 e_1^2 符合预定值，则程序自动往下执行.

(2) 若 e_1^2 无预定值，则开始时可输入一个任意数，然后将打印出的 α_2 值及 e_1^2 值输入1225句之询问“INPUT A2, EE1”，程序自动往下执行.

(3) 若 $\alpha_1 \cdot \alpha_2 > 0$，则F输负值；若 $\alpha_1 \cdot \alpha_2 < 0$ 则F输正值.

(4) 在 $\beta_1 \cdot \beta_2 = 1$ 的情况下，若希望第三镜与主镜共用一块玻璃时，在给定适当的半视场角W后，改变 α_1，使算出之 Y(field) 等于 Y(section).

(5) 若不要求共用一块玻璃，一般情况下程序不询问半视场角W而自动结束，在遇到 $\beta_1 \cdot \beta_2$ 很接近于1的情况，当程序询问W时，可人工中止计算.

```
1000:PRINT "THREE
      MIRROR SYST
     EM DESIGN"
1005:CSIZE 1
1008:REM "APERTUR
     E IS F/D"
1010:INPUT "APERT
     URE=",AP,"A1
     =",A1,"B1=",
     B1,"A2=",A2,
      B2=",B2
1011:INPUT "EE1="
     ,RC
1020:C=A1-1:D=1+B
     1:E=1-B1:H=1
     -A2:I=1+B2:J
     =1-B2
1030:K=A1*A2:L=B1
     *B2:M=A1*B1:
     N=4*K*L^2:O=
     B2*C*D
1040:P=A2*C+B1*H
1050:P2=C*B2^3*D^
     3:P3=P*I^3
1060:P4=C*B2^3*D*
     E^2-P*I*J^2-
     2*B1*B2
1070:Q2=O*C*D^2/4
     /B1/M
1080:Q3=P^2*I^3/N
1090:Q4=O*C*E^2/4
     /M/B1-P^2*I*
     J^2/N-O*E/M-
     P*J*I/K/L-L+
     B2*D/A1-I/K
1200:E2=(P3*Q4-P4
```

```
      *Q3)/(P3*Q2-
      P2*Q3)
1210: E3=(P2*Q4-P4
      *Q2)/(P3*Q2-
      P2*Q3)
1220: E1=1+(K*I*J^
      2-A1*B2^3*D*
      E^2+E2*A1*B2
      ^3*D^3-E3*K*
      I^3)/L^3
1221: REM test A2
      to get EE1 f
      or RC value
1222: IF ABS (E1-R
      C)<0.00001
      THEN GOTO 12
      29
1224: LPRINT "A2="
      ;A2;"    ";"
      EE1=";E1
1225: INPUT "A2=",
      A2,"EE1=",RC
1227: GOTO 1020
1229: LF 3
1230: INPUT "F=",F
1231: D0=ABS (F/AP
      )
1240: LPRINT "THRE
      E MIRROR SYS
      TEM DATA"
1241: LPRINT "D0="
      ;D0;"
      ;"F=";F
1242: LPRINT "A1="
      ;A1;"
      ;"A2=";A2
1243: LPRINT "B1="
      ;B1;"
      ;"B2=";B2
1244: LPRINT "EE1=
      ";E1:LPRINT
      "EE2=";E2:
      LPRINT "EE3=
      ";E3
1250: R1=2*F/L:R2=
      2*F*A1/B2/D:
      R3=2*F*K/I
1260: LPRINT "R1="
      ;R1:LPRINT "
      R2=";R2:
      LPRINT "R3="
      ;R3
1270: D1=R1*(1-A1)
      /2:L2=R1/2*A
      1*B1:L3=L2*A
      2*B2:D2=L2*(
      1-A2)
1280: LPRINT "D1="
      ;D1;'
      ";"D2=";D2:
      LPRINT "L3="
      ;L3
1290: IF ABS (L-1)
      >=0.001THEN
      GOTO 1350
1300: INPUT "W(min
      .)=",W
1310: H1=A1*D0/2-D
      1*W/3438+W/A
      1*D2/3438
1320: H2=SQR((D2+D1)
      /(1/2/R1-1/2
```

```
     /R3))
1330:LPRINT "Y(f;
     eld)=";H1:
     LPRINT "Y(se
     ct;on)=";H2
1340:LPRINT "W=";
       W;"(min)"
1350:BEEP 6:LF 8
1360:END
```

附录六　非球面单透镜计算程序

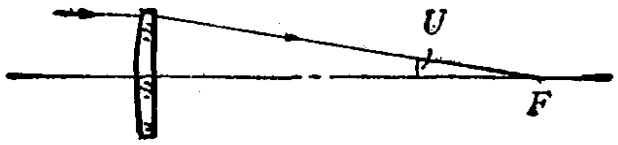


图　6-1

曲面方程式为

$$y^2 = ax + bx^2 + cx^3 + dx^4$$

程序符号说明如下：

D0	通光口径
F	焦距
T	透镜厚度
a,b,c,d,e	非球面系数
L0	近轴光线后截距
R1	第一面顶点曲率半径
Y	带高
X	第一面各带光线矢高
LA	球差
U	边缘光线半孔径角

注意：

（1）程序中暂设折射率为 K9 玻璃之 n_d，即 1.5163，但可以更改。

（2）若用 K9 玻璃，且透镜很薄焦距较长时，直接输入 $b = -0.414434, c = 0, d = 0, e = 0$ 即得很好结果。当相对

口径较大及厚度T很大时，应调整 b 值并引入高次项系数.

(3) 边缘光线X值应小于透镜厚度T，T－X即透镜边缘厚度.

(4) 此程序适用于第二面为平面.

```
2000:CSIZE 1:
     LPRINT "ASPH
     ERICAL SINGL
     E LENS DESIG
     N  K9"
2002:INPUT "DO=",
     DO,"F=",F,"T
     =",T
2010:N=1.5163:A=2
     *F*(N-1):B1=
     (N^3-2*N^2-N
     +2)/N
2011:L0=(A/2*N/(N
     -1)-T)/N
2015:INPUT "b=",B
     ,"c=",C,"d="
     ,D,"e=",E
2017:LPRINT "DO="
     ;DO;"      ";
     "F=";F:
     LPRINT "T=";
     T;"      ";"N
     =";N
2018:LPRINT "R1="
     ;A/2;"      "
     ;"R2=plane"
2021:LPRINT "a=";
     A;"      ";"b=
     ";B:LPRINT "
     c=";C;"      "
     ;"d=";D:
     LPRINT "e=";
     E
2023:LPRINT "L0="
     ;L0:LPRINT "
          ";"Y";"
               ";"X
     ";"
          ";"LA"
2030:FOR I=1TO 10
     STEP 1
2031:YY=DO*I/20
2035:X=(A/2-SQR((A/
     2)^2+(DO/20)
     ^2*B1*I^2))/
     -B
2040:Y=SQR(A*X+B*X^
     2+C*X^3+D*X^
     4+E*X^5)
2050:AF=ATN (2*Y/
     (A+2*B*X+3*C
     *X^2+4*D*X^3
     +5*E*X^4)):B
     T=ASN (SIN A
     F/N):RY=Y/
     TAN AF+X
2051:IF (DO/20*I-
     Y)<ABS (0.00
     001)THEN 205
     9
```

```
2052:DX=(DC/20*I-
     Y)*TAN AF
2053:X=X+DX
2054:GOTO 2040
2059:NY=Y/SIN AF:
     U=AF-BT
2060:L=NY*SIN BT/
     SIN U+RY-T
2070:U1=ASN (N*
     SIN U)
2080:LL=L*TAN U/
     TAN U1
2090:LA=L0-LL
2120:LPRINT USING
     "####.##";YY
     ;USING "####
     ###.####";X;
     "     ";LA
2130:NEXT I
2140:LPRINT "U=";
     U1:BEEP 6:LF
     8
2150:END
```

附录七　偏轴两镜系统 CASE 1 计算程序

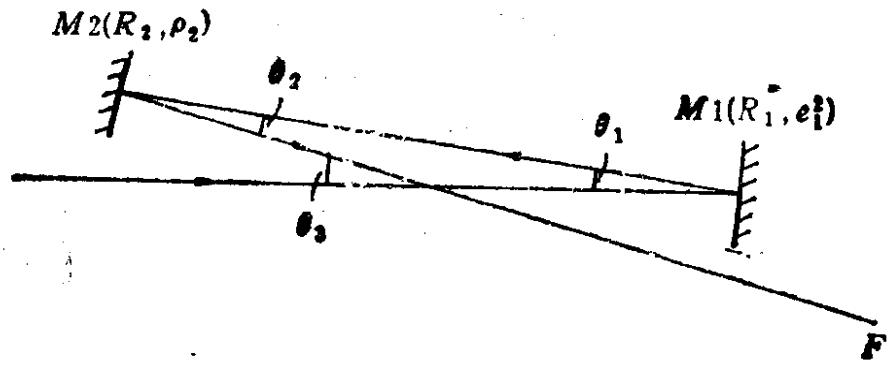


图　7-1

程序符号说明如下：

R1	主镜曲率半径
E1	主镜的 e_1^2
R2	副镜子午曲率半径
RO	副镜弧矢曲率半径
DT	主副镜间距离，负值
D9	副镜至焦点距离，正值
AX	$\theta_1/2$
F1	$\theta_2/2$
WX	视场角(度)
R0	入射光线在主镜上的高度
PP	判断值，PP = 1 算子午光线，其他数算弧矢光线
AG	入射光线在主镜上的方位角
Q	判断值，除 1111 之外是改变 WX 或 R0 或 PP 再算的人工指令。Q = 1111 则计算结束，打印出其它数据
ZETA1	θ_1
ZETA2	θ_2
F(m)	子午面焦距
F(s)	弧矢面焦距

```
1:CSIZE 1:LPRINT
  "RAY TRACING O
  F TILTED TWO M
  IRROR SYSTEM C
  ASE 1, SECONDA
  RY BICURVATUR
2:INPUT "R1=";R1
  ,"E1=";EE,"R2=
  ";R2,"R0=";R0,
  "DT=";DT,"D9="
  ;D9
3:INPUT "AX=";AX
  ,"FI=";FI:CT=A
  X+FI
4:REM "AX=ZETA1/
  2,FI=ZETA2/2,C
  T=(ZETA1+ZETA2
  )/2"
5:LPRINT "R1=";R
  1;"     ";"E1="
  ;EE:LPRINT "R2
  =";R2;"     ";"
  R0=";R0
6:INPUT "WX=";WX
  ,"R0=";R0,"PP=
  ";PP
7:LPRINT USING ;
  "PP=";PP;"  ";
  "AX=";AX;"  ";
  "FI=";FI;
  LPRINT "WX=";W
  X;"  ";"R0=";R
  0
8:REM "PP=1,MERI
  DIONAL BEAMS.E
  LSE,SAGITTAL B
  EAMS"
9:LPRINT "  ";"A
  G";"        ";
  "Y";"
    ";"Z"
10:IF PP=1THEN
  GOTO 12
11:A1=COS AX*COS
  WX:G1=SIN WX:B
  1=√(1-A1^2-G1^
  2):GOTO 13
12:A1=COS (AX+WX)
  :B1=SIN (AX+WX
  ):G1=0
13:FOR AG=0TO 330
  STEP 30
14:Y1=R0*SIN AG
15:Z1=R0*COS AG
17:X1=(R1+√(R1^2+
  (EE-1)*(Y1^2+Z
  1^2)))/(1-EE)
18:C=1/R1
19:A=√(1+C^2*EE*(
  Y1^2+Z1^2))
20:AN=(X1*(1-EE)*
  C-1)/A
21:BN=Y1*C/A
22:GN=Z1*C/A
23:CS=ABS (A1*AN+
  B1*BN+G1*GN)
24:G=-2*CS
25:AF=A1-G*AN
26:BF=B1-G*BN
27:GF=G1-G*GN
28:REM "CT IS TIL
  T ANGLE OF TWO
   COORDINATE SY
  STEMS"
```

```
29: XI=XI*COS CT-Y
    1*SIN CT
30: YI=XI*SIN CT+Y
    1*COS CT
31: ZI=ZI
32: AI=AF*COS CT-B
    F*SIN CT
33: BI=AF*SIN CT+B
    F*COS CT
34: GI=GF
35: REM "XI YI ZI
    AI BI GI ARE T
    HE COORDINATES
     AND COSINES A
    FTER ROTATING'
37: X2=0
39: Y2=BI/AI*(DT*
    COS FI-XI+X2)+
    YI-DT*SIN FI
40: Z2=GI/AI*(DT*
    COS FI-XI+X2)+
    ZI
42: LK=ABS (RO/R2*
    Y2A2+X2^2+Z2^2
    -2*RO*X2)
43: BEEP 1
44: IF LK<=10E-6
    THEN GOTO 48
45: XO=(R2*X2^2+R2
    *Z2^2+RO*Y2^2)
    /(2*RO*R2)
46: X2=XO
47: GOTO 39
48: BEEP 3
49: B9=SQR((-2*R2*X2
    +2*RO*R2)^2+(2
    *RO*Y2)^2+(2*R
    2*Z2)^2)
50: AA=2*(-R2*X2+R
    O*R2)/B9
51: BB=-2*RO*Y2/B9
52: GG=-2*R2*Z2/B9
53: CO=ABS (AI*AA+
    BI*BB+GI*GG)
54: G9=-2*CO
55: AL=-G9*AA+AI:
56: BL=-G9*BB+BI
57: GL=-G9*GG+GI
58: OO=FI
59: AQ=AL*COS OO-B
    L*SIN OO:REM "
    PRINT"AQ=";AQ"
60: BQ=AL*SIN OO+B
    L*COS OO:REM "
    PRINT "BQ=";BQ
    "
61: GQ=GL:REM "
    PRINT "GQ=";GQ
    "
62: XA=X2*COS OO-Y
    2*SIN OO
63: YA=X2*SIN OO+Y
    2*COS OO
64: ZA=Z2
65: A5=AQ*(D9-XA)-
    BQ*YA-GQ*ZA
66: D6=(D9-XA-A5*A
    Q)/AQ
67: D8=A5+D6
68: X3=XA-D9+AQ*D8
    :BEEP 3
69: Y3=YA+BQ*D8:
    BEEP 3
70: Z3=ZA+GQ*D8
```

```
72:LPRINT USING "
   ####";AG;"
   ";USING "####.#
   ###";Y3;"
   Z3
73:NEXT AG
74:BEEP 4
75:LF 2:INPUT "Q=
   ";Q:IF Q=1111
   THEN GOTO 77
76:GOTO 6
77:LPRINT USING "
   ######.###";"D
   T=";DT;"    ";"
   D9=";D9
78:LPRINT USING "
   ###.####";"ZET
   A1=";2*AX;"
    ";"ZETA2=";2*
   FI
79:LPRINT USING ;"
   "F(m)=";R1*R2/
   2/(R1-2*DT-R2)
80:LPRINT "F(s)="
   ;R1*R0/2/(R1-2
   *DT-R0)
81:BEEP 6:LF 7
82:END
```

附录八　偏轴两镜系统 CASE 2 计算程序

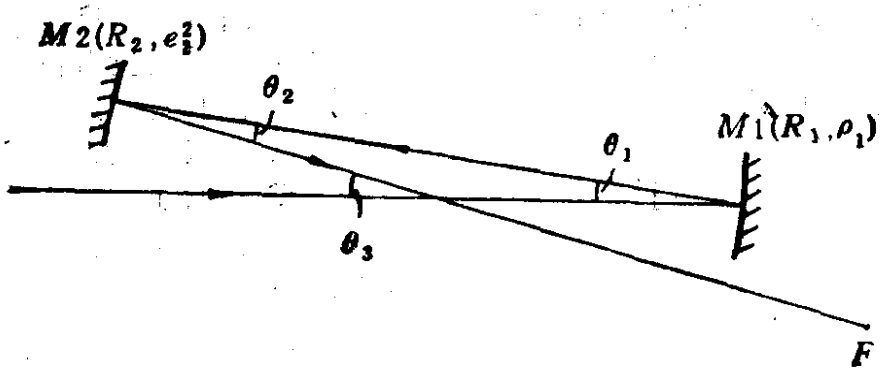


图　8-1

程序符号说明如下:

R1	主镜子午面曲率半径
R0	主镜弧矢面曲率半径
R2	副镜曲率半径
E2	副镜的 e_2^2

其余同附录七.

```
201:CSIZE 1:LPRINT
    "RAY TRACING O
    F TILTED TWO M
    IRROR SYSTEM C
    ASE 2, PRIMARY
     BICURVATURE
202:INPUT "R1=";R1
    ,"R0=";R0,"R2=
    ";R2,"E2=";EE,
    "DT=";DT,"D9="
    ;D9
203:INPUT " AX=";A
    X," FI=";FI:CT
    =AX+FI
204:REM "AX=ZETA1/
    2,FI=ZETA2/2,C
    T=(ZETA1+ZETA2
    )/2"
205:LPRINT "R1=";R
    1;"     ";"R0="
```

```
;R0:LPRINT "R2
="; R2; "
E2="; EE
206: INPUT "WX="; WX
, "R0="; R0, "PP=
"; PP
207: LPRINT USING ;
"PP="; PP; "  ";
"AX="; AX; "  ";
"FI="; FI;
LPRINT "WX="; W
X; "  "; "R0="; R
0
208: REM  "PP=1, MER
IDIONAL BEAMS.
 ELSE, SAGITTAL
 BEAMS"
209: LPRINT "  "; "A
G"; "
"Y"; "
    "; "Z"
210: IF PP=1 THEN
GOTO 212
211: A1=COS AX*COS
WX: G1=SIN WX: B
1=√(1-A1^2-G1^
2): GOTO 213
212: A1=COS (AX+WX)
: B1=SIN (AX+WX
): G1=0
213: FOR AG=0 TO 330
STEP 30
214: Y1=R0*SIN AG
215: Z1=R0*COS AG
217: PA=R0/R1: X1=R0
+√(R0^2-(Z1^2+
PA*Y1^2))
218: C=Y/R1
218: A=√((X1-R0)^2+
PA^2*Y1^2+Z1^2
)
220: AN=(R0-X1)/A
221: BN=-PA*Y1/A
222: GN=-Z1/A
223: CS=ABS (A1*AN+
B1*BN+G1*GN)
224: G=-2*CS
225: AF=A1-G*AN
226: BF=B1-G*BN
227: GF=G1-G*GN
228: REM "CT IS TIL
T ANGLE OF TWO
 COORDINATE SY
STEMS"
229: X1=X1*COS CT-Y
1*SIN CT
230: Y1=X1*SIN CT+Y
1*COS CT
231: Z1=Z1
232: AI=AF*COS CT-B
F*SIN CT
233: BI=AF*SIN CT+B
F*COS CT
234: GI=GF
235: REM "X1 Y1 Z1
AI BI GI ARE T
HE COORDINATES
 AND DIRECTION
 COSINES AFTER
 ROTATIN
236: REM "FI=ZETA1/
2"
237: X2=0
239: Y2=BI/AI*(DI*
```

377558

```
    COS FI+X2*SIN FI+
    Y1-DT*SIN FI
240:Z2=GI/AI*DT*
    COS FI-XI+X2*
    Z1
242:N1=EE-1/AI^2
243:N2=R2-Y2*BI/AI
    -Z2*GI/AI
244:N3=Y2^2+Z2^2
245:X2=(-N2+√(N2^2
    +N1*N3))/N1
246:Y2=Y2+BI/AI*X2
    :Z2=Z2+GI/AI*X
    2
248:BEEP 3
249:B9=-√(R2^2+EE*
    (Y2^2+Z2^2))
250:AA=((1-EE)*X2-
    R2)/B9
251:BB=Y2/B9
252:GG=Z2/B9
253:CO=ABS (AI*AA+
    BI*BB+GI*GG)
254:G9=-2*CO
255:AL=-G9*AA+AI
256:BL=-G9*BB+BI
257:GL=-G9*GG+GI
258:OO=FI
259:AQ=AL*COS OO-B
    L*SIN OO
260:BQ=AL*SIN OO+B
    L*COS OO
261:GQ=GL
262:XA=X2*COS OO-Y
    2*SIN OO
263:YA=X2*SIN OO+Y
    2*COS OO
264:ZA=Z2
265:A5=AQ*(D9-XA)-
    BQ*YA-GQ*ZA
266:D6=(D9-XA-A5*A
    Q)/AQ
267:D8=A5+D6
268:X3=XA-D9+AQ*D8
    :BEEP 3
269:Y3=YA+BQ*D8:
    BEEP 3
270:Z3=ZA+GQ*D8
272:LPRINT USING "
    ####";AG;"    "
    ;USING "####.#
    ###";Y3;"
    Z3
273:NEXT AG
274:BEEP 4
275:LF 2:INPUT "Q=
    ";Q:IF Q=1111
    THEN GOTO 277
276:GOTO 206
277:LPRINT USING "
    ######.###";"D
    T=";DT;"    ";"
    D9=";D9
278:LPRINT USING "
    ###.#####";"ZE
    TA1=";2*AX;"
      ";"ZETA2=";2
    *FI
279:LPRINT USING ;
    "F(m)=";R1*R2/
    2/(R1-2*DT-R2)
280:LPRINT "F(s)="
    ;RO*R2/2/(RO-2
    *DT-R2)
281:BEEP 6:LF 7
282:END
```